

Proton-Antiproton Annihilation in Ruhe in die Endzustände

$\eta \pi^+ \pi^-$

und

$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

Disbui. München

1988

Friederike Feld-Dahme



Proton-Antiproton Annihilation in Ruhe in die Endzustände

$$\eta \pi^+ \pi^-$$

und

$$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$$

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Friederike Feld-Dahme
aus Wiesbaden

München, den 19. November 1987

1. Gutachter: Prof. Dr. Č. Zupančič
 2. Gutachter: Prof. Dr. K. Königsmann
- Tag der mündlichen Prüfung: 25. Februar 1988

Zusammenfassung

Zwei Fragestellungen lassen eine Untersuchung der beiden Endzustände $\eta \pi^+ \pi^-$ und $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ der $p\bar{p}$ -Annihilation interessant erscheinen: Einerseits sollte in beiden Endzuständen das a_0 -Meson produziert werden, dessen Einordnung als 0^{++} -Meson umstritten ist, und das bisher in keinem Experiment gleichzeitig in seinen beiden Zerfallskanälen eindeutig identifiziert wurde. Das a_2 -Meson, das ebenfalls in den beiden Endzuständen produziert wird und dessen Zerfallseigenschaften als bekannt angesehen werden können, stellt dabei die Brücke zwischen beiden Zuständen her.

Andererseits wurde gerade in jüngster Zeit eine Diskussion begonnen, ob nicht die bisher nicht beobachteten - von der Theorie zugelassenen - Vier-Quark-Zustände als Meson-Meson-Endzustandswechselwirkung in Erscheinung treten, die zu Ereignisanreicherungen an der Schwelle führen sollten.

Im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand wird eine solche Anreicherung neben den resonanten Zwischenzuständen $a_2^+(1320) \pi^\mp$, $a_0^+(980) \pi^\mp$, $K^{*0}(892) K_S^0$ und $K^{*\pm}(892) K^\mp$ beobachtet. Die Interpretation als $(K\pi)$ -Endzustandswechselwirkung ergibt, wenn man für die Wechselwirkung ein Rechteckpotential mit dem theoretisch erwarteten Radius $r_0 = 0,89$ fm annimmt, eine Tiefe von:

$$V_0 = -(0,8 \pm 0,1) \text{ GeV}.$$

Unter der Annahme, daß sich beide Teilchen am gleichen Ort befinden ("zero range"), berechnet sich daraus die S-Wellen-Streulänge:

$$a = (5,3 \pm 1,2) \text{ GeV}^{-1}.$$

Im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand treten die resonanten Zwischenzustände $a_2^+(1320) \pi^\mp$, $\rho^0(770) \eta$, $f_0(975) \eta$ und $f_2(1270) \eta$ auf. Außerdem wird im Spektrum der invarianten $(\eta\pi)$ -Masse eine Erhöhung bei 1058 MeV beobachtet, während man das a_0 bei 983 MeV erwartet. Da in diesem Massenbereich kein anderes in $\eta\pi$ zerfallendes Teilchen bekannt ist, wird die Erhöhung mit dem a_0 identifiziert. Mit dem bekannten Zerfallsverhältnis ($a_2 \rightarrow \eta\pi / a_2 \rightarrow K\bar{K}$) ergibt sich das relative Zerfallsverhältnis:

$$(a_0 \rightarrow \eta\pi / a_0 \rightarrow K\bar{K}) = 7,5 \pm 2,7$$



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546201_0020

Inhaltsverzeichnis

1.	Die starke Wechselwirkung und $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe	2
1.1	Zur historischen Entwicklung der Quantenchromodynamik	2
1.2	Vorhersagen der QCD-Modellrechnungen	4
1.3	Interhadronische Potentiale oder Endzustandswechselwirkungen	6
1.4	Experimentelle Untersuchungen der $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe	7
2.	Experimenteller Aufbau des ASTERIX-Experiments	10
2.1	Das Spektrometer	10
2.2	Ereignisauswahl durch spezielle Trigger	14
3.	Rekonstruktion und Vorauswahl der Ereignisse	18
3.1	Rekonstruktion der Impulse der geladenen Teilchen	18
3.2	Rekonstruktion der Flugrichtung der Photonen	19
3.3	Spezifischer Energieverlust der Teilchen und Energie der Röntgenquanten	19
3.4	Kinematische Auswahl der Endzustände	20
3.5	Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen	20
3.6	Ereignisse mit koinzidenten L-Röntgenquanten	22
3.7	Vorauswahl der Ereignisse	22
4.	Analyse des Endzustands $\eta \pi^+ \pi^-$	23
4.1	Auswahl der Ereignisse mit zwei Photonen aus dem Zerfall des η -Mesons	23
4.2	Resonanzerscheinungen im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand	29
4.3	Quantitative Bestimmung der resonanten Anteile im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand	33
5.	Analyse des Endzustands $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	39
5.1	Auswahl der Ereignisse mit einem geladenen Kaon	39
5.2	Resonanzerscheinungen im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand	44
5.3	Parametrisierung der $(K\pi)$ -Endzustandswechselwirkung	48
5.4	Quantitative Bestimmung der resonanten Anteile im $K_S^0 K^\pm$ $\pi^\mp$ -Endzustand	49
6.	Diskussion der Meßergebnisse	55
7.	Literaturverzeichnis	62

1. Die starke Wechselwirkung und $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe

1.1 Zur historischen Entwicklung der Quantenchromodynamik

Nach heutiger Ansicht bilden Quarks und Leptonen die Grundbausteine der Materie. Sie wechselwirken miteinander, indem sie Teilchen austauschen. Die elektromagnetische Wechselwirkung kommt durch Photonenaustausch zustande, die schwache Wechselwirkung durch Austausch von $W^\pm$ s und Z^0 s und die starke Wechselwirkung durch Austausch von Gluonen (g).

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die heute anerkannte Theorie der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Sie wurde analog zur Quantenelektrodynamik (QED) entwickelt, die mit einer in der Physik einmaligen Genauigkeit in der Lage ist, die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Photonen zu beschreiben: Zunächst ist die Lagrangedichte, die das freie Dirac-Elektron und sein Antiteilchen beschreibt, invariant unter globalen Eichtransformationen. Derartige Transformationen, die die Lagrangedichte unverändert lassen, sind deshalb so wichtig, weil aus ihnen auf Grund des Noetherschen Theorems [1] Erhaltungssätze abgeleitet werden können. So ist in diesem Fall die erhaltene Größe die elektrische Gesamtladung. Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz (die Transformation wird von der Raumkoordinate abhängig gemacht) verlangt die Einführung eines Vektorfeldes A_μ , das an das geladene Fermifeld Ψ koppelt. Deren Wechselwirkung ergibt den Elektron-Photon-Vertex der QED-Störungstheorie.

Die QCD wurde als Theorie der Quark-Gluon Wechselwirkung 1979 von Gross und Wilczek [2] und Politzer [3] vorgeschlagen, weil sie eine Eigenschaft aufwies, die mit "asymptotischer Freiheit" bezeichnet wird: In Untersuchungen der tief inelastischen Elektron-Proton Streuung am SLAC [4,5] hatte sich herausgestellt, daß die Streuamplituden ausschließlich von einer dimensionslosen Größe $x = q^2 / 2M_P\nu$ (q =Impulsübertrag, M_P = Protonmasse, ν = Differenz der Energien zwischen ein- und auslaufendem Elektron) abhängen. Dies läßt darauf schließen, daß die Quarks nicht schwere stark gebundene Objekte sind, sondern leicht, frei, und ungebunden im Fall hoher Energien beziehungsweise kleiner Abstände. Die einzigen bekannten Theorien, die die Eigenschaft haben, daß die Stärke der Kopplung bei hohem Impulsübertrag nachläßt, sind nicht-abelsche Eichtheorien, während die Eichtransformationen der QED eine abelsche Gruppe bilden.

Die Generatoren der infinitesimalen Eichtransformation sind in der QCD 3-dimensionale unitäre Matrizen mit Determinante 1. Diese Matrizen bilden eine Gruppe: $SU(3)$, deren Elemente aus 8 ($= 3^2 - 1$) linear unabhängigen Matrizen λ_i , $i = 1, \dots, 8$, hergestellt werden können. Die Gruppe ist nicht kommutativ. Aus der 3-Dimensionalität ergeben sich 3

Freiheitsgrade der Quarks, die sogenannte Farbladung, die allgemein mit rot (r), blau (b) und grün (g) bezeichnet werden.

Analog zur QED fordert man lokale Eichinvarianz, und um sie zu erfüllen, muß die Lagrangedichte um Vektorfelder A_μ^a , $a = 1, 2, \dots, 8$, erweitert werden. Diese Felder sind im Unterschied zu dem Vektorfeld der QED selbst Farbladungsträger und koppeln an die Quarkfelder, was den Ausdruck für den Quark-Gluon-Vertex ergibt. Bei der gleichzeitigen Erhaltung der lokalen Eichinvarianz tritt eine Kopplung zwischen den Bosonenfeldern untereinander auf, die durch die Strukturkonstanten der Gruppe f_{ijk} ($[\lambda_i, \lambda_j] = 2 f_{ijk} \lambda_k$, $i, j, k = 1, 2, \dots, 8$) miteinander verbunden werden. So erhält man einen zusätzlichen Term, der die Kopplung zwischen den Austauschteilchen, den Gluonen, beschreibt. Dadurch, daß die Gluonen miteinander wechselwirken, wird die Kopplung stark bei großen Abständen und schwach bei kleinen Abständen, wo der Ein-Gluon-Austausch dominiert.

Außer dem Problem der asymptotischen Freiheit der Quarks gab es mehrere andere Phänomene, die mit konventionellen Theorien der starken Wechselwirkung nicht erklärt werden konnten. Einige Beispiele seien an dieser Stelle genannt.

1. Eine statistische Schwierigkeit hatte sich im "naiven" (ohne Farbfreiheitsgrade) Quarkmodell der Hadronen durch Baryonzustände wie $|\Delta^{++}, S_z = 3/2\rangle = |u_t u_t u_t\rangle$ ergeben, die total symmetrisch zu sein schienen, während die Quarks, die Fermionen sind, aufgrund des Pauli-Prinzips nur total antisymmetrische Zustände bilden können. In der QCD besitzt jedes Quark einen zusätzlichen Freiheitsgrad, die Farbe (r, b, g), so daß der Gesamtzustand wieder antisymmetrisch wird: $|\Delta^{++}\rangle = 1/\sqrt{6} (|u_r u_b u_g\rangle + \dots)$.
2. Das Verhältnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte von $e^+ e^- \rightarrow$ Hadronen zu $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ kann durch das Vorhandensein der 3 Farbfreiheitsgrade erklärt werden, da es sonst um einen Faktor 3 niedriger wäre [6].
3. Die Zweig-Regel [7], die besagt, daß Quark-Antiquark Paare nicht innerhalb des Hadrons annihilieren, und so erklären sollte, warum Zerfälle wie etwa $\Phi \rightarrow \rho \pi$ unterdrückt sind, ist nun insofern verstanden, als ein solcher Zerfall in der QCD ein Prozeß höherer Ordnung wäre, der drei intermediäre Gluonen erforderte.
4. Die Adler-Anomalie wurde 1969 veröffentlicht [8]. Der Autor berechnete die Rate $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ und das Resultat war ungefähr 9-mal kleiner als der experimentelle Wert. Die Einführung der drei Farben in der QCD brachte den theoretisch berechneten Wert in Übereinstimmung mit dem Experiment.
5. Ein großes Rätsel war im "naiven" Quarkmodell das Fehlen experimenteller Anhaltspunkte für andere Zustände als Quark-Antiquark ($q_1 \bar{q}_2$) oder 3-Quarkzustände ($q_1 q_2 q_3$, $\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3$). Mit Hilfe der QCD fängt man an, dies zu verstehen, wenn man sich überlegt, welche Farbladungszustände man aus Quarks (Farbe 3) und Antiquarks (Farbe $\bar{3}$) herstellen kann. Die experimentell beobachteten Zustände sind farblose (Farbe 1)

Kombinationen. Daraufhin wurde die Theorie aufgestellt, daß farbtragende Teilchen in farblosen Kombinationen durch eine starke langreichweitige Kraft permanent gebunden sind ("confinement").

1.2 Vorhersagen der QCD-Modellrechnungen

Bei Wechselwirkungen zwischen Quarks mit hohen Energien (Abstände $\ll 1$ fm) lassen sich die Gleichungen der QCD mit Störungsrechnungen in erster Ordnung lösen. Aber bei Abständen von ≈ 1 fm, wie sie charakteristisch für gebundene Systeme sind (Mesonen, Baryonen) ist die Kopplungskonstante entsprechend groß, und es gibt Lösungsansätze nur für Spezialfälle beziehungsweise für einfache Systeme (zum Beispiel gg, g = Gluon). Solche Ansätze sind Potentialmodelle, Modelle, bei denen die Quarks innerhalb eines Hohlraums eingeschlossen werden ("bag"), Monte-Carlo-Rechnungen auf einem Raum-Zeit-Gitter, QCD-Summenregeln und das "flux-tube"-Modell. Sie alle stimmen lediglich darin überein, daß der (gg)-Zustand mit niedrigster Masse bei 1 GeV/c² liegen sollte und die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ haben sollte [9].

Dieser Energiebereich ist leicht der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe zugänglich. Doch mit den gleichen Quantenzahlen werden dort auch 4-Quark-Zustände erwartet [10], und es gibt die 0^{++} -Mesonen $a_0(980)$ und $f_0(975)$ in diesem Energiebereich, deren Einordnung als $q\bar{q}$ -Mesonen damit in Frage gestellt wird (siehe auch Abschnitt 1.3).

Weitere mögliche Zustände, die von der QCD erwartet werden, weil sie Farbsingulets bilden können, sind (ggg), ($q\bar{q}g$) und (q^3g). Eine Schwierigkeit beim Verständnis der Elementarteilchen ergibt sich zusätzlich dadurch, daß Zustände mit gleichen Quantenzahlen und unterschiedlichem Quark- beziehungsweise Gluoninhalt, (gg, $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$), wenn sie bei der gleichen Masse liegen, wahrscheinlich miteinander mischen werden, so daß die gluonischen Anteile kaum mehr zu identifizieren sind. Die einzige Möglichkeit, ein gluonisches Hadron zweifelsfrei nachzuweisen, wäre, einen Zustand mit exotischen Quantenzahlen; zum Beispiel $J^{PC} = 1^{-+}$, die aus einem $q\bar{q}$ -Paar nicht hergestellt werden können, zu finden. Bemerkenswert ist dabei sicherlich, daß der Nachweis eines solchen Zustands 1967 das Quark-Modell verworfen hätte, während 1987 das Quark-Modell zusammen mit der QCD bestätigt würde.

Weiterhin ist es völlig unklar, warum man das Spektrum der leichtesten Mesonen anscheinend mit Hilfe einer Theorie verstehen kann; in der keine Gluonen vorkommen. Dem in Abbildung 1 dargestellten Spektrum der Mesonen liegt dieses "naive" Quarkmodell zugrunde, in dem es lediglich drei Arten von Quarks gibt (u, d, s). Das SU(3)-Triplett (u-, d-, s-Quark) koppelt mit dem Antitriplett der 3 Antiquarks zu einem Oktett und einem Singulett, so daß man 9 Zustände mit unterschiedlichem Quarkinhalt erhält. Die Quarks haben Spin 1/2 und einen relativen Drehimpuls L, so daß die Grundzustände die im Spektrum eingezeichneten Quantenzahlen annehmen können. Dazu existieren jeweils radiale Anregungen, die im Spektrum mit R



5

indiziert sind. Man sieht, daß selbst bei den einfachen $q\bar{q}$ -Mesonen noch große Wissenslücken im Bereich zwischen 1 und 2 GeV/c² vorhanden sind.

N. Isgur [11] versucht im Rahmen der QCD-Gitterrechnungen zu erklären, weshalb die Farbfreiheitsgrade bei den Mesonen unsichtbar bleiben könnten. Er hält die beiden Quarks an bestimmten Gitterpunkten fest, wobei die Gluonen sich im Grundzustand oder verschiedenen angeregten Zuständen befinden. Sie erzeugen diskrete und kontinuierliche Potentialflächen. In der Quark-Modell Näherung bewegen sich die Quarkquellen entlang der am niedrigsten liegenden Potentialfläche, die von den angeregten Flächen isoliert liegt. Diese "adiabatische" Näherung schließt ein, daß die Quarkbewegung langsam vor sich geht, verglichen mit der Lücke zu den angeregten Flächen, wo die Hybride existieren. Sie funktioniert nur für die Zustände $q\bar{q}$ und qqq (qqq), weil schon im nächst komplizierteren Fall $q^2\bar{q}^2$ die Wellenfunktionen für die verschiedenen Möglichkeiten, die Gluonen zwischen den vier Quarks auszutauschen, die an bestimmten Gitterpunkten fixiert sind, überlappen, und man dadurch zusätzliche gluonische Variablen berücksichtigen muß. So gesehen sind Mesonen und Baryonen Spezialfälle innerhalb der QCD.

1.3 Interhadronische Potentiale oder Endzustandswechselwirkungen

In der Anfangszeit der QCD und des Quarkmodells glaubte man, daß es viele hadronische Resonanzen, die aus 2 Quarks und 2 Antiquarks gebildet werden, geben müsse. Sie wurden mit "Baryonium" bezeichnet, weil man erwartete, daß sie in Hülle und Fülle in der Baryon-Antibaryon ($\bar{p}p$) Annihilation produziert werden würden.

Inzwischen ist es wahrscheinlich, daß diese Voraussagen falsch waren [12, 13]. Dazu konnte es kommen, weil angenommen wurde, daß die 4 Quarks a priori permanent eingeschlossen sind, eine Annahme, die für die bekannten $q\bar{q}$ und qqq (qqq) Hadronen plausibel war und als Resultat Resonanzzustände liefern muß. Im Gegensatz zu diesen Mesonen und Baryonen können sich die Quarks innerhalb der $(q^2\bar{q}^2)$ -Zustände so anordnen, daß sie in zwei $(q\bar{q})$ -Zustände auseinanderfallen [10], was bedeutet, daß Baryonia nicht als Resonanzen existieren, solange kein Potential oder eine kinematische Schranke existiert, die die Umgruppierung der Quarks verhindert. Heutzutage erscheint es unwahrscheinlich, daß es leichte Baryoniumzustände ($q^2\bar{q}^2$ wobei $q = u, d, s$) geben sollte, wie aus den Variationsrechnungen von Weinstein und Isgur folgt [14, 15]:

Sie interpolieren innerhalb eines Potentialmodells zwischen einem 4-Quark-Zustand und einem Zustand, der aus zwei getrennten farblosen $q\bar{q}$ -Mesonen besteht und finden für den $J^{PC}=0^{++}$ Grundzustand des $q^2\bar{q}^2$ -Systems fast immer zwei getrennte pseudoskalare $q\bar{q}$ -Mesonen und fast keine metastabilen Zustände. Das effektive Potential zwischen den Mesonen ergibt sich als annähernd gaußförmig. Eine Ausnahme findet sich bei Quarkmassen zwischen der des s -Quarks und den u - und d -Quarkmassen, die dem $(K\bar{K})$ -System entsprechen.

Hier wird ein schwach gebundener Zustand gefunden (Bindungsenergie ≈ 10 MeV), der dem Deuteron ähnlich ist, jedoch ohne den abstoßenden Kern. Sie schlagen vor, daß diese "K $\bar{K}$ -Moleküle" das $a_0(980)$ und das $f_0(975)$ sind.

Ähnliche Rechnungen wurden für $\pi\pi$ [14] und Nukleon-Nukleon [16,17] durchgeführt. In der Variationsrechnung für das $\pi\pi$ -System [14] wird ebenfalls ein anziehendes Potential von annähernd gaußscher Form für den Isospin $I = 0$ Zustand gefunden, während der Isospin $I = 1$ Zustand abstoßend wird.

Analog dazu sollte es ein Potential zwischen den beiden pseudoskalaren Mesonen, Pion und Kaon, geben, das für den Isospin $I = 1/2$ Zustand anziehend und für den Isospin $I = 3/2$ Zustand abstoßend wirkt [18, 19].

Eine Technik, um die Größe dieser Endzustandswechselwirkungen zu berechnen, stammt von Fermi [20] und wird ausführlich von Gillespie [21] beschrieben. Es wird ein Potential, zum Beispiel von gaußscher Form, angenommen mit Tiefe $V(r)$ und Reichweite r_0 . Dann ist der gemessene Wirkungsquerschnitt das Produkt aus der Phasenraumverteilung und der S-Wellenerhöhung. Der Erhöhungsfaktor ist das Quadrat des Verhältnisses der Streuwellenfunktion $\Psi(r=0)$ in der Gegenwart eines Potentials $V(r)$ zu $\Psi(r=0)$ mit $V(r) = 0$.

Bei einer Anpassung an Meßdaten ist es wichtig, sich auf die Nähe der Schwelle zu beschränken, wo die Produktionsamplitude annähernd konstant ist, sowie Bereiche zu vermeiden, in denen sich die Amplitude schnell durch $q\bar{q}$ -Resonanzbildung ändert. Eine solche Anpassung findet sich für die Reaktion $\Psi \rightarrow \omega \pi \pi$ in [22], wo das theoretisch zu erwartende gaußförmige Potential zwischen den beiden Pionen durch ein Rechteckpotential genähert wird.

1.4 Experimentelle Untersuchungen der $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe

Die Annihilation von Protonen mit Antiprotonen wurde erstmals in den Jahren 1960–1970 in Blaskammerexperimenten untersucht, wobei viele der heute bekannten Mesonen beobachtet und entdeckt wurden [23]. Danach wurde wenig auf diesem Gebiet experimentiert, hauptsächlich wegen der geringen Intensität und der mäßigen Qualität der zur Verfügung stehenden Antiprotonenstrahlen.

Neue, um Größenordnungen verbesserte Experimentiermöglichkeiten wurden im Rahmen des Antiprotonenprogramms des Europäischen Laboratoriums für Elementarteilchenphysik, CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) geschaffen: Protonenpakete ($\approx 10^{13}$ p) werden im Protonsynchrotron (PS) auf 26 GeV/c beschleunigt und auf ein Wolframtarget geschossen. Dabei entstehen $p\bar{p}$ -Paare. Die Impulsverteilung der Antiprotonen hat ein Maximum bei 3,5 GeV/c. Antiprotonen innerhalb eines Bandes von 10% dieses Maximums können im Antiproton-Akkumulator (AA) eingefangen werden. Nach einer Akkumulationszeit von 24 Stunden sind dort $2 \cdot 10^{11}$ Antiprotonen gespeichert und durch stochastisches Kühlen [24] ist eine Impulsschärfe von $\Delta p/p = 10^{-3}$ erreicht. Die Antiprotonen werden in das



Protonsynchrotron zurückgeleitet und dort auf 600 MeV/c abgebremst. Dann werden sie in den LEAR-Ring (Low Energy Antiproton Ring) eingespeist. In diesem wird wiederum durch stochastische Kühlung die vorherige relative Impulsgenauigkeit erzielt. Dann können die Antiprotonen, je nach Bedarf, bis auf 2 GeV/c beschleunigt oder bis auf 100 MeV/c abgebremst werden, was von den Experimenten, die $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe untersuchen wollen, genutzt wird.

Eines dieser Experimente ist das ASTERIX-Experiment (Antiproton STOP Experiment with tRigger on Initial X-rays), in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde. Ungefähr $5 \cdot 10^4$ $\bar{p}$ /s wurden in einem Wasserstoffgastarget gestoppt. In Abbildung 2 ist eine Verteilung der Annihilationsvertices zu sehen, die von Ereignissen aus der Strahlperiode im Oktober 1985 stammt. Die Anpassung je einer Gaußkurve in x- und y-Richtung an die Daten liefert eine Breite (FWHM, volle Breite bei halber Höhe) von je 5,4 cm und in z-Richtung, die parallel zur Strahlrichtung verläuft, eine Breite von 13,4 cm.

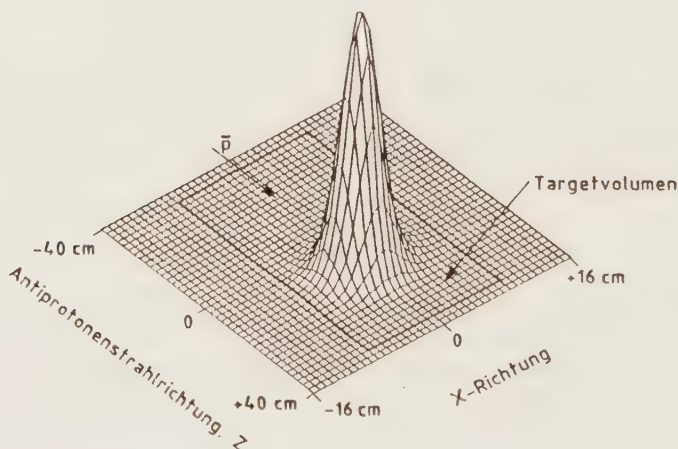


Abbildung 2: Verteilung der Annihilationsvertices in der x-z-Ebene

Das ASTERIX-Experiment wurde geplant und vorgeschlagen mit dem Ziel, sowohl den atomaren Zustand vor der Annihilation als auch die durch die Annihilation erzeugten geladenen Teilchen und Gammaquanten nachzuweisen. Damit sollten insbesondere folgende Fragestellungen untersucht werden:

- Nachweis des atomaren Grundzustands des antiprotonischen Wasserstoffatoms und Messung von Verschiebung und Verbreiterung der atomaren Niveaus. Resultate dazu finden sich in [25], [26], [27] und [28].
- Fortsetzung der Arbeit, die bisher in der Spektroskopie der leichten Mesonen geleistet wurde mit einer gegenüber den Blasenkammerexperimenten erhöhten Statistik und einer durch Gammanachweis erweiterten Rekonstruktion der Endzustände und Daten sowohl aus P-Wellen als auch aus S-Wellen Anfangszuständen (experimentelle Ergebnisse befinden sich in [29], [30], [31], [32] und vorliegender Arbeit.).
- Suche nach den oben diskutierten Glueballs (gg , ggg), Hybriden ($q\bar{q}g$), Viel-Quark-Zuständen und $\bar{N}N$ -Zuständen, die stark gebunden sind. Ein schmaler $\bar{N}N$ -Zustand (Baryonium) wurde nicht beobachtet [33]. Bei den anderen Zuständen ist – wie in Abschnitt 1.2 diskutiert – inzwischen unklar, ob diese Zustände in experimentell zugänglicher Form, das heißt mit endlicher Breite, ungemischt, mit exotischen Quantenzahlen und in diesem Energiebereich überhaupt zu erwarten sind.

2. Experimenteller Aufbau des ASTERIX-Experiments

2.1 Das Spektrometer

Eine Front- und Seitenansicht des Experiments ist in Abbildung 3 zu sehen. Der Antiprotonenstrahl tritt in einen Solenoidmagneten entlang seiner Achse ein und wird in einem zylindrischen Wasserstoffgastarget gestoppt. Ein Gastarget wird verwendet, weil in konventionellen Flüssigkeitstargets der Stark-Effekt, der beim Stoß zwischen dem antiprotonischen Wasserstoffatom und H_2 -Molekülen auftritt, schon bei hohen Hauptquantenzahlen die S-Niveaus bevölkert, die sofort durch Annihilation zerfallen. Deshalb sind aus Blasenkammerexperimenten vorwiegend Annihilationen aus S-Zuständen bekannt. In Gastargets dagegen sind wegen der geringeren Dichte Stark-Effekt induzierende Stöße seltener. Dadurch werden Röntgenübergänge zu den S-, P- und D-Niveaus des $\bar{p}p$ -Atoms wahrscheinlicher. Das Gastarget ist von einem System von Detektoren für die entstandenen Annihilationsprodukte umgeben:

1. ein Röntgenquanten-Detektor (X-ray Drift Chamber)
2. zylindrische Vieldrahtproportionalkammern ($C_1, C_2, Q_1, Q_2, P_1, Q_3, P_2$)
3. ortsempfindliche Gammadetektoren in der Innenseite der Spule (Q_3, P_2) und an den Stirnseiten des Magneten (P_a, P_b).

Der Zentraldetektor ist eine Röntgendriftkammer, die zur Identifikation des Protonium-Anfangszustands dient. Sie wird vom Gastarget durch eine dünne ($6\mu m$) Mylarfolie getrennt und hat ebenfalls zylindrische Form. Ihre Dimensionen sind: 30 cm Durchmesser, 90 cm Länge und $0,94\pi$ Raumwinkel. Sie besitzt eine Energieauflösung von $\pm 10\%$ bei 10 keV und kann Röntgenquanten im Bereich von 0,5 bis 12 keV und somit Übergänge zu den S-, P- und D-Niveaus des antiprotonischen Wasserstoffatoms nachweisen. Außerdem werden in ihr die Spuren geladener Teilchen identifiziert und Pionen von Kaonen an ihrem spezifischen Energieverlust pro Streckeneinheit unterschieden.

Der Solenoidmagnet wurde beim LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay) gebaut und einschließlich der Kammern Q_1 , Q_2 und Q_3 früher am dortigen e^+e^- -Speicherring DCI verwendet ($e^+e^- \rightarrow$ Hadronen) [34]. Er kann ein Magnetfeld bis zu 0,8 T erzeugen, das innerhalb eines zylindrischen Volumens von 177 cm Durchmesser und 150 cm Länge besser als $\pm 2\%$ homogen ist. Innerhalb dieses Magnetfeldes werden die Spuren geladener Teilchen mit sieben zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern nachgewiesen. Abbildung 4 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Kammern. Die Anodendrähte haben einen Abstand von ≈ 2 mm und sind parallel zur Achse gespannt. Kathodendrähte beziehungsweise Kathodenstreifen sind helix-

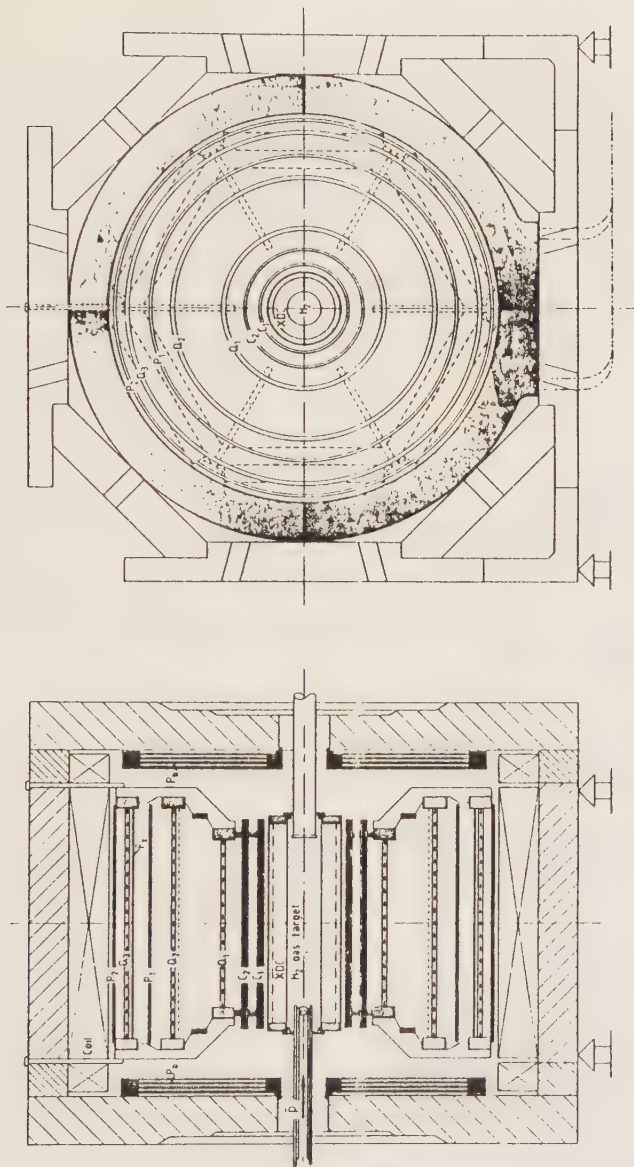
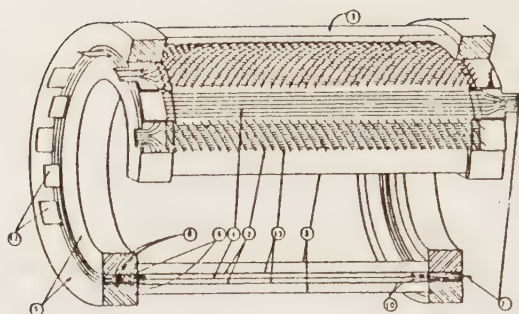


Abbildung 3: Seiten- und Frontansicht des ASTERIX-Detektors



- | | | |
|------------------|------------------------|---|
| 1) anode wires | 5) aluminum frame | 8) O-ring gaskets |
| 2) cathode wires | 6) spacers | 9) anode guard strips |
| 3) mylar windows | 7) read-out connectors | 10) fiber glass support strings for cathode wires |

Abbildung 4: Schnitt durch eine der zylindrischen Proportionalkammern

förmig zu beiden Seiten der Anodenebene mit einem Winkel α , der aus Tabelle 1 ersichtlich ist, bezüglich der Anodendrähte gespannt.

Tabelle 1: Charakteristiken der zylindrischen Proportionalkammern

	Radius [cm]	Länge [cm]	Raumwinkel [%]	Anzahl der Drähte Anoden Kathoden		α [°]	σ_{xy} [μm]
P2 :	86,75	104	51,4	2688	—	—	580
Q3 :	80,54	104	54,2	2304	2·1152	49,4	610
P1 :	70	102	58,9	1920	—	—	670
Q2 :	59,44	104	65,8	1920	2·960	45,9	560
Q1 :	36,69	75,6	71,8	1152	2·576	46,7	580
C2 :	27	80	82,9	768	2·384	45	640
C1 :	19,25	80	90,1	576	2·288	35	606

Weitere Charakteristiken der verschiedenen Kammern sind in Tabelle 1 gegeben. Fünf der sieben Kammern messen die r -, φ - und z -Koordinaten der Teilchendurchstoßpunkte, während zwei Kammern (P_1, P_2) nur r und φ messen, da bei ihnen keine Kathodenauslese möglich ist. Weitere Punkte der Teilchenbahnen erhält man von der inneren Driftkammer. Auf Grund der Geometrie der Kammern können die Durchstoßpunkte der geladenen Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma(r\varphi) = \pm 0,6 \text{ mm}$ und $\sigma(z) = \pm 1,2 \text{ mm}$ bestimmt werden. Hieraus kann der Antiproton-Proton Annihilationsvertex mit einer Ortsgenauigkeit von $\pm 3 \text{ mm}$ rekonstruiert werden. Dies ergibt sich aus dem mittleren Abstand der Schnittpunkte von Spurenpaaren zu dem Punkt, der allen Spuren am nächsten liegt, für Ereignisse, in denen vier Spuren nachgewiesen wurden. Für Ereignisse mit zwei Spuren wird der Wert ungenauer, wenn sie sich unter einem großen Winkel schneiden.

Die Impulse der Teilchen, die innerhalb des durch die Kammer Q_3 bedeckten Raumwinkels von $0,54\pi$ emittiert werden, können mit einer Genauigkeit von $\Delta p/p = \pm 3,5\%$ bei einem Impuls von $500 \text{ MeV}/c$ gemessen werden.

Die Richtung der emittierten Gammaquanten wird durch Messung ihrer Konversionspunkte in Bleikonvertern von $0,9$ Strahlungslängen bestimmt. Ein Bleikonverter befindet sich unmittelbar vor Q_3 , in der zusammen mit P_2 der durch das Gammaquant ausgelöste Schauer nachgewiesen wird. Die Vorwärts- und Rückwärtsbereiche werden von zwei zusätzlichen Gammadetektoren bedeckt.

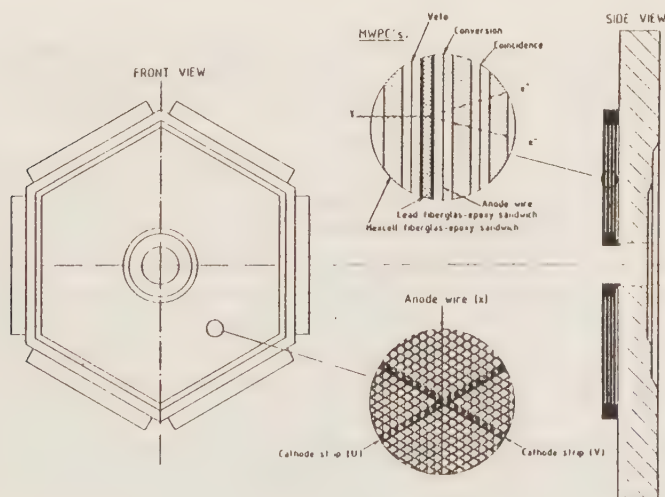


Abbildung 5: Ortsempfindlicher hexagonaler Gammadetektor

Jeder dieser Gammadetektoren (Abbildung 5) besteht aus drei hexagonalen Vieldrahtproportionalkammern mit einem Bleikonverter zwischen den ersten beiden Kammern. Die Kammer vor dem Konverter soll geladene Teilchen ausschließen, während der Gammascauer hinter dem Konverter durch eine Koinzidenz zwischen zweiter und dritter Kammer nachgewiesen wird. Dabei werden Anodendrähte und Kathodenstreifen ausgelesen.

Die Kammern Q_3/P_2 bedecken 50% des vollen Raumwinkels, und die beiden hexagonalen Gammadetektoren an den Stirnseiten des Magneten bedecken 25% des vollen Raumwinkels. Die Gammaquanten werden jedoch nur mit etwa 35% Wahrscheinlichkeit im Bleikonverter in geladene Teilchen umgewandelt und nachgewiesen. Daher werden nur etwa $(0,50 + 0,25) \cdot 0,35 \cong 26\%$ aller entstandenen Photonen detektiert.

2.2 Ereignisauswahl durch spezielle Trigger

Abbildung 6 zeigt ein Blockschaltbild der Triggerelektronik, die zur Aufnahme der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten verwendet wurde.

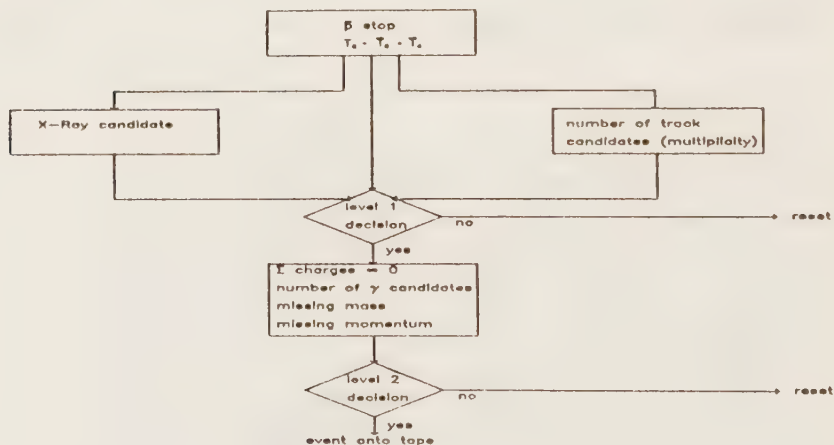


Abbildung 6: Triggerkonzept des ASTERIX-Experiments

Die Plastiksintillatoren T_2 , T_3 und T_4 (Abbildung 7) werden benutzt, um herauszufinden, wann ein Antiproton im Target gestoppt wurde: Das Antiproton muß T_2 so langsam

passieren, daß das Szintillatorsignal eine größtmögliche Amplitude besitzt, und es somit wahrscheinlich ist, daß es innerhalb des Gasvolumens zur Ruhe kommen wird. T_3 schließt aus, daß die Antiprotonen annihiliert sind, bevor sie in das Gas eingetreten sind, und T_4 schließt aus, daß die Antiprotonen das Gastarget verlassen haben. Die Bedingung für einen Antiproton-Stopp-Trigger lautet also: $T_2 \cdot \bar{T}_3 \cdot \bar{T}_4$.

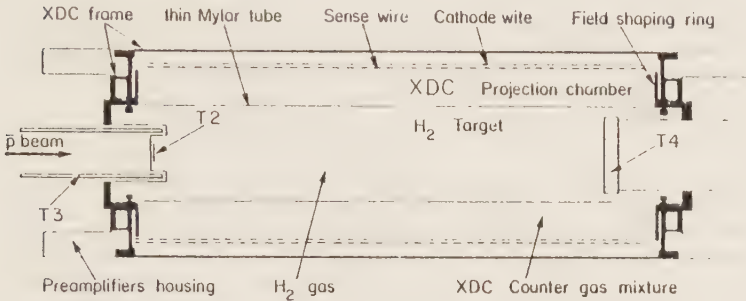


Abbildung 7: Wasserstoffgastarget, XDC und Plastiksintillatoren T_2, T_3, T_4

Mit diesem Triggersignal wird ein Zeitfenster für die Ausleseelektronik der inneren Driftkammer und der äußeren Proportionalkammern gesetzt. Danach steht die Information, welche Drähte getroffen worden sind, zur Verwertung auf dem zweiten Triggerniveau zur Verfügung.

L-Röntgenquanten haben im Zählgas der Driftkammer (50% Ar / 50% C_2H_6) eine mittlere freie Weglänge von etwa 10 mm, bevor sie in Elektronen konvertieren. Elektronen benötigen 1,4 μs , um die 64 mm bis zu den Zähldrähten zu driften. Wenn nur ein Zähldraht und nicht seine beiden Nachbardrähte getroffen worden sind, hat man einen Kandidaten für ein Röntgenquant, denn die Spuren geladener Teilchen hinterlassen im Gegensatz zu den Röntgenquanten Signale auf mehreren nebeneinanderliegenden Drähten, und die Elektronen kommen auf einen größeren Zeitraum verteilt an den Drähten an.

Bei der Auswahl der Endzustände interessiert man sich zunächst für die Anzahl der Spuren, die die geladenen Teilchen in den Kammern hinterlassen haben. Um sie herauszufinden, kann man die getroffenen Anodendrähte abzählen. Da Ereignisse mit 6 und mehr geladenen Teilchen nur in 4% aller Annihilationen vorkommen [35], genügt es, die Anodendrähte in logischen ODER-Gruppen zusammenzufassen. Es wurden Gruppen von vier Drähten in C_1 und C_2 gebildet, Gruppen von acht Drähten in P_1 und Q_2 . Dann ist bei Gleichverteilung die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in der Kammer C_1 zwei Spuren dieselbe Gruppe kreuzen 10^{-4} , in den

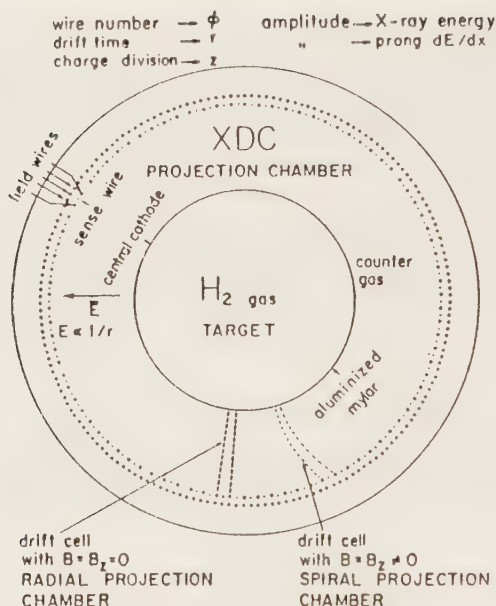


Abbildung 8: Querschnitt durch die zentrale Driftkammer (XDC)

Kammern mit größerem Durchmesser ist sie noch kleiner. Um den Impuls der geladenen Teilchen zu berechnen, braucht man mindestens drei, besser vier Durchstoßpunkte; deshalb benutzt man die ODER-Signale aus vier Kammern (C_1 , C_z , Q_z , P_1) für den Trigger auf die Multiplizität der geladenen Teilchen im Endzustand [36].

Auf dem nächsten Triggerniveau liest ein speziell entwickelter Mikroprozessor die Information, welche Drähte der zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern und der beiden hexagonalen Gammadetektoren getroffen wurden. Daraus kann er mit einem vereinfachten Algorithmus verschiedene für die Ereignisauswahl interessante Größen berechnen. Aus den Kreuzungspunkten in der $r\phi$ -Ebene erkennt er Spurenmuster und paßt einen Kreis an sie an. Aus der Krümmung des Kreises wird der transversale Impuls sowie die Ladung des Teilchens bestimmt. Wenn mindestens zwei Spuren erkannt wurden, kann der Annihilationsvertex annähernd berechnet werden. Weiterhin können Photonenkandidaten in den äußeren Kammern und in den Gammadetektoren identifiziert werden.

In die Triggerentscheidung können dann folgende weitere Informationen über den Endzustand der pp -Annihilation eingehen:

- Anzahl der geladenen Spuren, wobei die Summe der Ladungen Null ergeben soll
- eine obere Grenze für den Gesamtimpuls (zum Beispiel 150 MeV/c), um Ereignisse ohne fehlendes Teilchen zu selektieren
- Anzahl der Photonen
- ein Photon, das in Richtung des fehlenden Impulses geflogen ist

Ereignisse, die die Triggerbedingungen erfüllen, werden unter Benutzung des CERN-Datenakquisitionsprogramms, das auf einem PDP-Minicomputer läuft, auf Magnetband geschrieben.

3. Rekonstruktion und Vorauswahl der Ereignisse

3.1 Rekonstruktion der Impulse der geladenen Teilchen

Die geladenen Teilchen bewegen sich unter Einfluß des homogenen Magnetfelds auf helixförmigen Bahnen. Deshalb kann man unter Benutzung von Zylinderkoordinaten in $r\varphi$ einen Kreis und in φz eine Gerade anpassen.

Zunächst wird eine Koordinatentransformation von Kammeradius und Anodendrahtnummer auf die $r\varphi$ -Ebene durchgeführt. Um Muster zu erkennen, werden 2 Gruppen à 4 Kammern gebildet. Die innere Gruppe besteht aus XDC, C₁, C₂ und Q₁, die äußere Gruppe aus Q₂, P₁, Q₃ und P₂. Für Spuren, die vom Koordinatenursprung kommen und deren Radius gegenüber dem Kammeradius groß ist, läßt sich das Kreisbogenelement durch die Tangente des Kreises nähern. In beiden Gruppen werden Punkte gesucht, die annähernd auf einer Geraden liegen, wobei jedes Linienelement mindestens 3 Punkte enthalten muß. Dann wird auf Grund der beiden Geradenparameter festgestellt, welche inneren und äußeren Linienelemente zusammenpassen. Bei den verbliebenen Linienelementen extrapoliert man mit Hilfe eines Kreises auf die nächste, übernächste, usw. Kammer und sucht, ob dort noch Punkte vorhanden sind. Diese eventuell noch vorhandenen Punkte werden dann zu der entsprechenden Spur dazu genommen. Ein inneres Linienelement, das keine Fortsetzung nach außen besitzt, bleibt als Spur vorhanden, während ein äußeres Linienelement, das keine Fortsetzung nach innen besitzt, verworfen wird. Haben zwei oder mehr Spuren 2 nebeneinanderliegende Punkte gemeinsam oder 3 Punkte oder mehr gemeinsam, so handelt es sich um eine Spur, und man entscheidet sich für die Anpassung mit dem kleinsten χ^2 .

Nun werden mit Hilfe der Kathoden die zu den $r\varphi$ -Punkten gehörigen z-Koordinaten bestimmt. Zuerst werden die am besten definierten Werte für die Kreuzung von einem Anodendraht und zwei Kathodendrähnen ausgerechnet. Dann werden die Schnittpunkte zwischen den verwendeten Anodendrähnen und den verbliebenen Kathodendrähnen gesucht, was auf mehrere z-Werte pro Anodendraht führen kann. Durch diese z-Punkte werden Geraden gelegt, wobei mindestens 3 Punkte auf einer Geraden liegen müssen.

Damit sind die Spurenmuster gefunden. Nun weiß man, welche Punkte zu welcher Spur gehören und paßt mit der Methode der kleinsten Quadrate in der $r\varphi$ -Ebene einen Kreis und in der φz -Ebene eine Gerade an. Dies liefert die longitudinalen und transversalen Impulskomponenten:

$$p_{\text{trans}} [\text{eV}/c] = c \cdot \rho \cdot B$$

$$p_{\text{long}} [\text{eV}/c] = \tan \alpha \cdot p_{\text{trans}}$$

$$\text{wobei } c = \text{Lichtgeschwindigkeit [m/s]}$$

$$\rho = \text{Krümmungsradius der Helix [m]}$$

B	= Magnetfeld [T]
α	= Steigungswinkel der Helix

Man erwartet, daß 98% aller Ereignisse von einem Vertex kommen [35]. Der Punkt, mit dem geringsten Abstand zu allen Spuren, wird als Annihilationsvertex bestimmt. Ist das mittlere Abstandsquadrat größer als 4 cm^2 , so wird durch sukzessives Herauslassen jeweils einer Spur der beste Vertex aus den restlichen Spuren bestimmt.

3.2 Rekonstruktion der Flugrichtung der Photonen

Aus Durchstoßpunkten in Q_3 und P_2 mit zueinander passenden Koordinaten, die nicht in der Verlängerung einer Spur liegen, erhält man einen Punkt auf der Flugbahn der Photonen. In den Gammadetektoren an den Stirnseiten des Magneten ist ein Photon konvertiert, wenn in den beiden Ebenen hinter dem Bleikonverter koinzidente Anoden- und Kathodenkreuzungen vorhanden sind, während an der entsprechenden Stelle in der Vetoebene kein Signal vorhanden ist.

Da die Photonen vom Vertex kommen müssen, hat man mit ihm und dem Konversionspunkt je zwei Punkte auf der Flugbahn eines Gammaquants und kann somit seine Flugrichtung bestimmen. Die Genauigkeit, mit der der Öffnungswinkel zweier Gammas aus dem η -Zerfall bestimmt wird, liegt bei $\sigma = \pm 30 \text{ mrad}$.

3.3 Spezifischer Energieverlust der Teilchen und Energie der Röntgenquanten

In der zentralen Driftkammer werden Signale, die von geladenen Teilchen beziehungsweise Röntgenquanten stammen, durch zwei Merkmale unterschieden: Ein Röntgenquant erzeugt im Zählgas eine 3-dimensional räumlich begrenzte Ladung, während ein geladenes Teilchen das Zählgas entlang seines Weges ionisiert. Außerdem hinterläßt die Ladung am Zähl Draht eine charakteristische Signalform, je nachdem ob sie aus der Konversion eines Röntgenquants stammt oder aus der Ionisierung durch ein geladenes Teilchen.

Signale, deren Driftzeiten innerhalb eines Zeitfensters liegen, das einem halben Drahtabstand entspricht, werden als Anfang für die Spurenerkennung von außen nach innen benutzt. Dann werden auf den benachbarten Drähten Signale mit entsprechend größerer Driftzeit gesucht. An die so gefundenen Spurenmuster wird eine Gerade angepaßt, falls 2–4 Signale vorhanden sind. Wenn mehr Signale vorhanden sind, wird eine Parabel angepaßt, um der geringen Krümmung der Spuren Rechnung zu tragen.

Die Anfangszeit der Signale liefert die r -Koordinate, die Drahtnummer liefert die φ -Koordinate, und die Ladungsteilung am Widerstand des Signaldrahts [25] ergibt die z -Koordinate (siehe Abbildung 8).

Bei Signalen, die nicht für eine Spur verwendet werden konnten, wird die Anzahl der benachbarten Drähte ohne Signal bestimmt. Sind dies mehr als zwei, so geht man davon aus, daß das Signal von einem Röntgenquant verursacht wurde. Die dazugehörige Energie wird aus dem Integral über die an dem Draht deponierte Ladung ermittelt.

Der spezifische Energieverlust (dE/dx) der Teilchen ergibt sich aus der an den entsprechenden Drähten angesammelten integrierten Ladung und dem Weg des Teilchens. Da die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Energieverlust in einer Driftzelle Landau-verteilt ist [37], muß eine spezielle Technik verwendet werden, um wenigstens annähernd gaußverteilte dE/dx Werte zu erhalten. Die hier verwendete "truncated mean" Methode wird in [38–40] beschrieben.

3.4 Kinematische Auswahl der Endzustände

Ein Ereignis ist dann vollständig rekonstruiert, wenn man die Masse und den Impulsvektor am Vertex für alle produzierten Teilchen kennt. Die Impulsvektoren werden gemessen, aber die Information kann unvollständig sein, weil auf Grund des begrenzten Raumwinkels der Meßapparatur und der begrenzten Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen Teilchen die Apparatur verlassen können, ohne daß ihre Spuren oder Zerfallsprodukte (γ 's) nachgewiesen werden.

Eine Auswahl des Endzustands auf Grund der Kinematik des Ereignisses wird durch ein Verfahren getroffen, in dem zunächst den Spuren und eventuell nicht gemessenen fehlenden Teilchen Massen zugeordnet werden (Hypothese). Dann werden innerhalb eines Anpassungsprogramms unter einer bestimmten Hypothese die Korrekturen berechnet, die an den gemessenen Werten im Rahmen der Meßfehler angebracht werden müssen, um den Impuls- und Energieerhaltungssatz zu erfüllen. Die Meßfehler wurden mit Hilfe von Monte-Carlo Daten bestimmt und sind abhängig vom transversalen Impuls und der Lage der Spur im Detektor. Der Vergleich der Korrekturen mit den Meßfehlern liefert ein Maß für die Richtigkeit der gewählten Hypothese. Unter Anwendung der Multiplikatormethode von Lagrange [41] wird unter Einschluß der Nebenbedingungen das χ^2 minimiert.

3.5 Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen

Geladene Teilchen, deren Masse groß gegenüber der Elektronenmasse ist, verlieren beim Durchgang durch Materie über die Coulombwechselwirkung Energie an die gebundenen Elektronen, wenn sie mit ihnen zusammenstoßen. Dadurch entstehen im Zählgas der Driftkammer Elektron-Ion Paare. Die Elektronen driften auf Grund des angelegten elektrischen Feldes zu den Meßdrähten. Aus der dort deponierten integrierten Ladung kann auf den spezifischen Energieverlust dE/dx geschlossen werden (siehe Abschnitt 3.3).

Die mittlere Energieverlustrate pro Einheitsweglänge kann man theoretisch mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung berechnen [42,43]. Sie ist unter anderem eine Funktion der Geschwindigkeit β des Teilchens. Daher erwartet man für Teilchen mit gleichem Impuls aber unterschiedlicher Masse verschiedene dE/dx -Werte.

Die gemessenen Werte werden gemäß der Tatsache, daß die Driftkammerelektronik, insbesondere wenn langsame Kaonen vorhanden sind, ihre Sättigung erreicht, korrigiert. Dann wird der gemessene dE/dx -Wert mit dem unter einer bestimmten Hypothese für das Teilchen aus der Bethe-Bloch Gleichung berechneten Wert verglichen, und aus der Abweichung das χ^2 bestimmt.

In Abbildung 9 ist die Verteilung des spezifischen Energieverlusts als Funktion des Impulses der Pionen und Kaonen aufgetragen nach Trennung des $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Datensatzes von den anderen Ereignissen mit 4 geladenen Teilchen im Endzustand, wie in Abschnitt 5.1 geschildert wird. Aufgenommen wurden nur die Pionen, die nicht Zerfallsprodukte des K_S^0 sind.

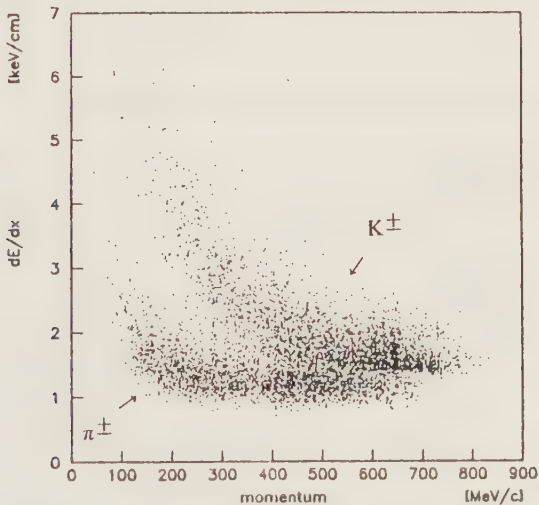


Abbildung 9: Verteilung des spezifischen Energieverlusts als Funktion des Impulses der geladenen Kaonen und Pionen aus dem Kanal $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ in der zentralen Driftkammer. Aufgenommen wurden nur die Pionen, die nicht Zerfallsprodukte des K_S^0 sind.

3.6 Ereignisse mit koinzidenten L-Röntgenquanten

L-Röntgenquanten liegen in einem Energiebereich von 1,3 bis 4,0 keV. Sie zeigen an, daß das Pp -Atom in einen 2P-Zustand übergegangen ist, aus dem es mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% unmittelbar annihiliert (Das Verzweigungsverhältnis $K_{\alpha}/L_{\text{total}}$ beträgt $(0,8 \pm 0,2)\%$ [26].). Man muß allerdings noch einen Untergrund berücksichtigen, der durch die bei der Annihilation entstehende innere Bremsstrahlung verursacht wird [27]. Er beträgt etwa 8 % [29, 31] bei der Annihilation in 2 geladene Teilchen und etwa 15% [30] bei der Annihilation in 4 geladene Teilchen. Da andererseits ungefähr 60% aller Ereignisse im gasförmigen Wasserstoff aus der P-Welle annihilieren [29, 31], beträgt der P-Wellenanteil bei den Daten, bei denen ein L-Röntgenquant nachgewiesen wurde, ungefähr 96% bei Annihilationen in zwei geladene Teilchen beziehungsweise 93% bei Annihilationen in vier geladene Teilchen.

3.7 Vorauswahl der Ereignisse

Während der Strahlzeiten 1985 und 1986 wurden unter anderem mit folgenden Triggern Daten genommen:

1985	Multiplizität 2	$2,344 \cdot 10^6$ Ereignisse
1985	Multiplizität 2 + 1 Röntgenquant-Kandidat	$2,217 \cdot 10^6$ Ereignisse
1985	Multiplizität 2 + 2 γ -Kandidaten	$0,665 \cdot 10^6$ Ereignisse
1986	Multiplizität 2 + 2 γ -Kandidaten	$1,737 \cdot 10^6$ Ereignisse
1985	Multiplizität 4	$1,605 \cdot 10^6$ Ereignisse
1985	Multiplizität 4 + 1 Röntgenquant-Kandidat	$7,430 \cdot 10^6$ Ereignisse

Aus diesen Datensätzen erhält man $5,269 \cdot 10^6$ Ereignisse mit zwei nachgewiesenen geladenen Teilchen und $4,273 \cdot 10^6$ Ereignisse mit vier geladenen Teilchen, deren Ladungen sich zu Null ergänzen. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, in denen ein allen Spuren gemeinsamer Vertex rekonstruiert werden konnte, der innerhalb des Wasserstoffgasvolumens liegt und mit dem Annihilationsvertex identifiziert wird. Die innere Driftkammer überdeckt einen größeren Raumwinkel als die äußeren Proportionalkammern, deshalb werden Ereignisse, bei denen in der Driftkammer mehr Spuren gefunden worden sind als außerhalb, verworfen.

Danach behält man $4,112 \cdot 10^6$ Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen und $2,559 \cdot 10^6$ Ereignisse mit 4 geladenen Teilchen.

4. Analyse des Endzustands $\eta \pi^+ \pi^-$

4.1 Auswahl der Ereignisse mit zwei Photonen aus dem Zerfall des η -Mesons

Das η -Meson zerfällt mit 39-prozentiger Wahrscheinlichkeit in $\gamma \gamma$, mit 32-prozentiger Wahrscheinlichkeit in $3 \pi^0$ s, mit 24-prozentiger Wahrscheinlichkeit in $\pi^+ \pi^- \pi^0$ und mit 5-prozentiger Wahrscheinlichkeit in $\pi^+ \pi^- \gamma$. Alle anderen Zerfallsmoden werden mit einer Wahrscheinlichkeit unter einem Prozent angegeben [44].

Im ASTERIX-Experiment können der erste, dritte und vierte Zerfallskanal nachgewiesen werden. Der Zerfall in $3 \pi^0$ s kann nicht rekonstruiert werden, da die Wahrscheinlichkeit alle 6 Photonen nachzuweisen kleiner als $3,1 \cdot 10^{-4}$ ist (siehe Abschnitt 2.1). Für die folgende Analyse wurde der erste Zerfallskanal ausgewählt, weil einerseits der $2 \pi^+ 2 \pi^- \pi^0$ Endzustand durch die ω -Resonanz beherrscht wird, andererseits sowohl $2 \pi^+ 2 \pi^- \pi^0$ als auch $2 \pi^+ 2 \pi^- \gamma$ einen hohen kombinatorischen Untergrund zeigen (4 Einträge pro Ereignis im $\pi^+ \pi^- \pi^0$ beziehungsweise $\pi^+ \pi^- \gamma$ Massenspektrum). Abbildung [10] zeigt für einen Teil der in Abschnitt 3.7 erwähnten Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen, die als Pionen angenommen werden, die fehlende Masse ohne Verwendung der Information aus dem Photonnachweis. Man erkennt π^0 , η und ω über einem hohen Untergrund, der hauptsächlich von Ereignissen, bei denen zusätzlich eins oder mehrere neutrale Teilchen nicht detektiert wurden, stammt.

In $1,088 \cdot 10^6$ der in Abschnitt 3.7 erwähnten Ereignisse wurden zusammen mit den beiden Spuren auch 2 Photonen rekonstruiert. Die Wahrscheinlichkeit, beide Photonen nachzuweisen, wenn zwei produziert werden, beträgt 7 %. Dagegen beträgt die Wahrscheinlichkeit 2 aus 4 Photonen nachzuweisen 22 %, und für 2 aus 6 Photonen erhält man 30 %. So stammt der Hauptteil der Ereignisse mit zwei rekonstruierten Photonen aus Annihilationen, in denen mehr als ein neutrales Teilchen erzeugt wurde.

Um der Anteil der Ereignisse, bei denen genau zwei Photonen erzeugt wurden, im Datensatz zu auswählen, wird folgendermaßen verfahren:

Aus den Impulsen der beiden nachgewiesenen geladenen Teilchen wird der fehlende Impulsvektor des neutralen Teilchens berechnet. Dieser muß, wenn das Teilchen in zwei Photonen zerfallen ist, in der Ebene liegen, die durch die Photonenrichtungen aufgespannt wird. Es wurde verlangt, daß der gemessene Winkel, der in Abbildung 11 aufgetragen ist, zwischen dieser Ebene und dem Impulsvektor nicht größer als 20° ist.

Weiterhin kann man mit Hilfe der vorhandenen Informationen die Masse des neutralen Teilchens auf zwei verschiedene Weisen ausrechnen: Unter der Annahme, daß die gemessenen Spuren von Pionen stammen (das ist in mindestens 98 % aller Annihilationen richtig [35]), läßt sich aus ihren Impulsen und Massen sowie der pp -Masse die fehlende Masse berechnen:

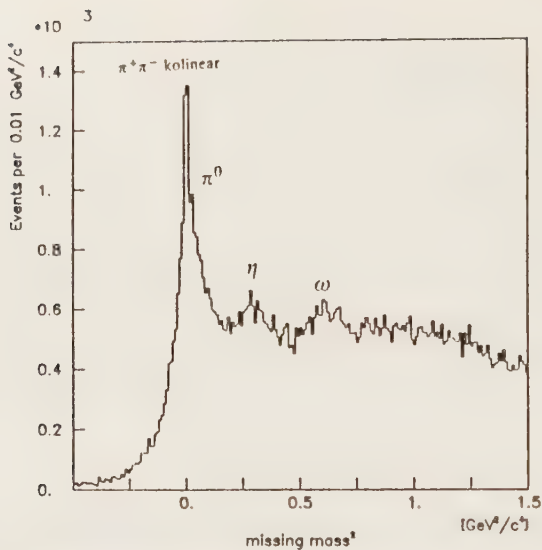


Abbildung 10: Quadrat der fehlenden Masse der Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen, die als Pionen angenommen werden.

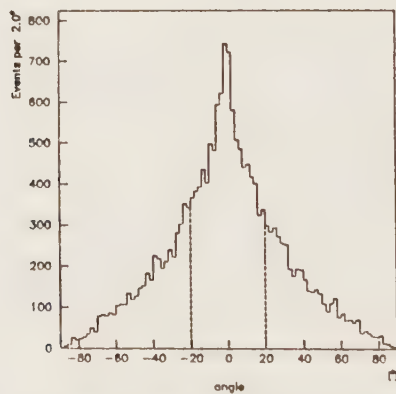


Abbildung 11: Winkel zwischen der Ebene, die durch die Richtungen der beiden Photonen aufgespannt wird, und dem fehlenden Impuls. Die gestrichelten Linien zeigen den ausgewählten Bereich an.

$$(4.1) \quad MM^2 = (M_{pp.} - E_{\nu^+} - E_{\nu^-})^2 - (\vec{p}_{\nu^+} + \vec{p}_{\nu^-})^2$$

Andererseits kann man sie - falls die beiden Gammas wirklich aus dem Zerfall des fehlenden Teilchens stammen - aus dem fehlenden Impuls und den Winkeln zwischen den Photonen und dem fehlenden Impuls berechnen (siehe auch Abbildung 12: $\vec{p}_{\text{miss}}$ = fehlender Impuls):

$$(4.2) \quad m^2(\gamma\gamma) = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2 \\ = (|\vec{p}_{\gamma_1}| + |\vec{p}_{\gamma_2}|)^2 - \vec{p}_{\text{miss}}^2$$

$$E_{\gamma_1} = |\vec{p}_{\gamma_1}| = |\vec{p}_{\text{miss}}| \frac{\sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

$$E_{\gamma_2} = |\vec{p}_{\gamma_2}| = |\vec{p}_{\text{miss}}| \frac{\sin \alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

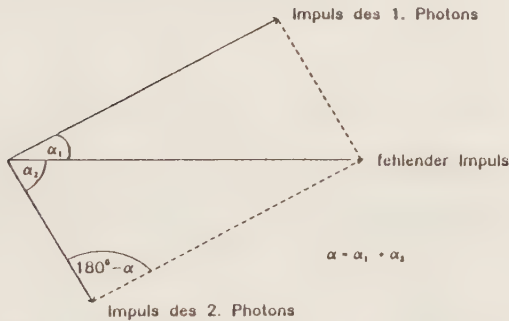


Abbildung 12: Impulsvektoren des fehlenden Teilchens und der Photonen und deren relative Winkel α_1 und α_2 für Photonen, die Zerfallsprodukte des fehlenden Teilchens sind.

Die Differenz zwischen beiden Resultaten hatte kleiner als $0,15 \text{ GeV}^2/c^4$ zu sein, um die Photonen dem Zerfall des fehlenden neutralen Teilchens zuzuordnen. In Abbildung 13 ist das

Quadrat der invarianten Masse der beiden Photonen gegen das Quadrat der fehlenden Masse aufgetragen. Richtige Ereignisse sind nur auf der Diagonalen zu erwarten. Man erkennt ganz schwach eine Anhäufung in der η -Massenregion ($\approx 0,3 \text{ GeV}^2/c^4$). Wie schon oben erwähnt, stammt die Mehrheit der nachgewiesenen Gammas aus dem Zerfall verschiedener π^0 s. Dann ist es wahrscheinlich, daß eines der Zerfallsphotonen in Richtung des fehlenden Impulses fliegt. Diese Untergrundereignisse häufen sich bei " $m^2(\gamma\gamma) = 0$ " wie sich aus Gleichung 4.2 für kleine Winkel α_1 oder α_2 ergibt.

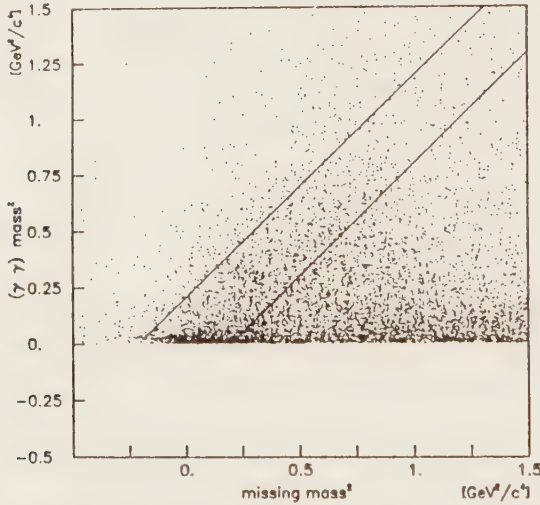


Abbildung 13: Quadrat der nach Gleichung 4.2 zugeordneten invarianten Masse der beiden Photonen gegen Quadrat der fehlenden Masse. Echte Ereignisse müssen innerhalb des eingezeichneten Bandes liegen.

Die $1,06 \cdot 10^5$ Ereignisse, die die beiden obigen Bedingungen erfüllen, wurden dem kinematischen Anpassungsprogramm unter der $\pi^+ \pi^- \gamma \gamma$ Hypothese unterworfen (siehe Abschnitt 3.4). Es liefert die in Abbildung 14 dargestellte Wahrscheinlichkeitsverteilung der $7,2 \cdot 10^4$ Ereignisse, bei denen das χ^2 ein Minimum erreichte.

Ereignisse, deren Konfidenzniveau unter 1% liegt, werden verworfen, so daß 47390 Ereignisse bleiben. Das Quadrat der invarianten Masse dieser 47390 Ereignisse ist in Abbildung 15 aufgetragen.

Deutlich sind das π^0 und η^0 über einem glatten Untergrund zu sehen, der gegenüber Abbildung 10 erheblich reduziert worden ist. In Abbildung 16 ist die η -Region in feineren

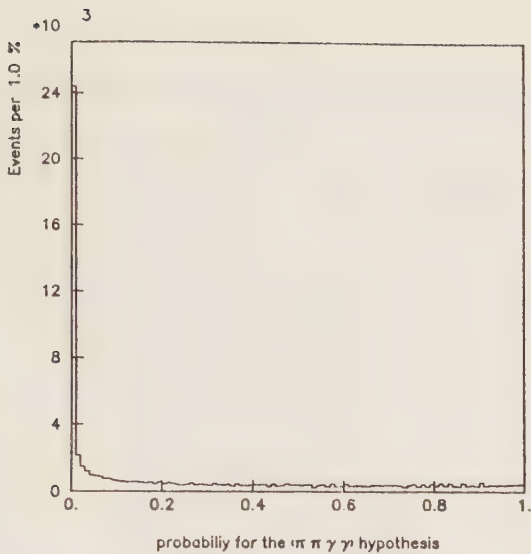


Abbildung 14: Wahrscheinlichkeitsverteilung für die $\pi\pi\gamma\gamma$ Hypothese

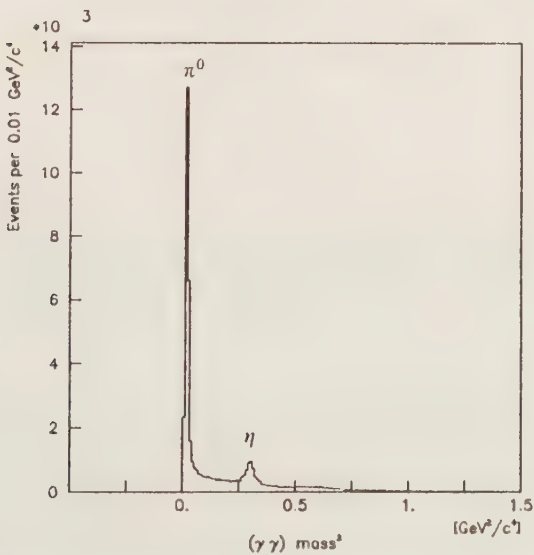


Abbildung 15: Quadrat der invarianten Masse aus den Photonimpulsen beziehungsweise der fehlenden Masse aus den Pionimpulsen. Man erkennt π^0 und η^0 .

Einheiten dargestellt, wobei die durchgezogene Linie einer Anpassung durch eine Gaußverteilung über einem durch eine Gerade gegebenen Untergrund entspricht.

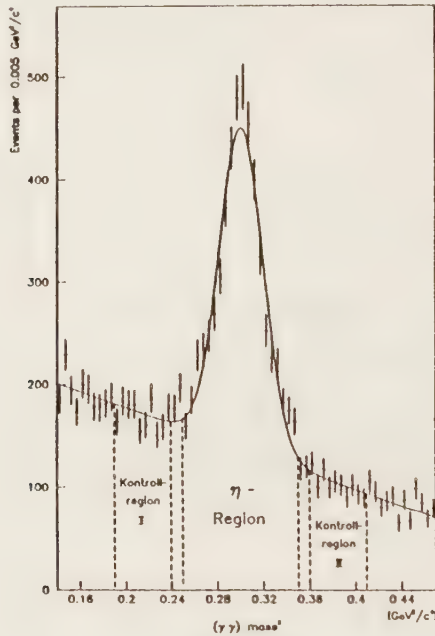


Abbildung 16: Quadrat der invarianten Masse aus den Photonimpulsen. Die durchgezogene Linie entspricht einer Gaußverteilung (Mittelwert: $0,30096 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$, σ : $0,019 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$) über einem durch eine Gerade gegebenen Untergrund. Eingezeichnet ist die Region der für die Analyse benutzten η -Ereignisse sowie die Kontrollregionen.

Es ergibt sich ein Mittelwert von $(0,30096 \pm 0,00055) \text{ GeV}^2/\text{c}^4$ ($(0,30118 \pm 0,00066) \text{ GeV}^2/\text{c}^4$ nach [44]) und eine Standardabweichung von $(0,019 \pm 0,006) \text{ GeV}^2/\text{c}^4$, was einer Massenauflösung von 17 MeV entspricht. Die Ereignisse, in denen ein η produziert wurde, werden, wie in Abbildung 16 dargestellt, zwischen $0,25$ und $0,35 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$ gewählt. Da, wie man sieht, der Untergrund als linear angenommen werden kann, wurde er aus der Anzahl der Ereignisse in den Kontrollregionen zwischen $0,19$ und $0,24 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$ sowie $0,36$ und $0,41 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$ bestimmt. In der η -Region befinden sich 5791 Ereignisse und in den Kontrollregionen 2704 Ereignisse.

4.2 Resonanzerscheinungen im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand

Beim 3-Körper-Zerfall eines Teilchens treten zunächst 16 Parameter auf und zwar die Masse M und der Impuls $\vec{P}$ des Mutterteilchens sowie die Massen m_i und die Impulse $\vec{p}_i$, $i=1,2,3$, der Tochterteilchen. Energie- und Impulserhaltungssätze reduzieren die Anzahl der Parameter auf 12. Im Falle der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe sind sowohl $M = 1876,56 \text{ MeV}/c^2$ als auch $\vec{P} = \vec{0}$ bekannt. Außerdem kennt man die Massen der drei Tochterteilchen, so daß nur noch 5 Parameter bleiben. Durch das Festlegen der Energien E_1 und E_2 zweier Teilchen sind die relativen Richtungen der drei Teilchen untereinander bestimmt. Ihre Impulsvektoren können wie ein starrer Körper angesehen werden, dessen Richtung im Raum durch die drei Eulerwinkel α, β, γ gegeben ist. Damit erhält man folgende partielle Zerfallsrate [44]:

$$(4.3) \quad d\Gamma = \frac{(2\pi)^{-5}}{16 M} |\mathcal{M}|^2 dE_1 dE_2 d\alpha d\cos\beta d\gamma$$

wobei $\mathcal{M}$ das Matrixelement des entsprechenden Zerfalls ist. Da der Zerfall unabhängig von der Lage der Ereignisse im Detektor sein sollte, darf man über die Winkel integrieren und erhält

$$(4.4) \quad d\Gamma = \frac{(2\pi)^{-3}}{8 M} |\mathcal{M}|^2 dE_1 dE_2$$

$$= \frac{(2\pi)^{-3}}{32 M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{23}^2 dm_{13}^2$$

wobei m_{23}^2 das invariante Skalarprodukt des Viererimpulses von Teilchen 2 und 3 ist, und m_{13}^2 das invariante Skalarprodukt des Viererimpulses von Teilchen 1 und 3 ist (Quadrate der invarianten Massen). Wir haben also den 3-Körper-Zerfall auf die beiden unabhängigen Parameter m_{23}^2 und m_{13}^2 reduziert. Trägt man nun m_{23}^2 gegen m_{13}^2 auf, so ist die Dichte der Punkte, wie sich aus Gleichung 4.4 ergibt, proportional zum Quadrat des Matrixelements des Übergangs. Bei einem Zerfall, der ausschließlich durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt wird, ist das Matrixelement konstant und deshalb die Verteilung der Punkte in dem 2-dimensionalen Diagramm (Dalitzdiagramm) gleichförmig. Im Falle des Auftretens von Resonanzen ist das Matrixelement von den Zerfallsimpulsen abhängig, und es treten je nach Eigenschaften der Resonanzen Verdichtungen und Verdünnungen auf.

Abbildung 17 zeigt das Dalitzdiagramm für den Endzustand $\eta \pi^+ \pi^-$. Aufgetragen ist das Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen das Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$) für

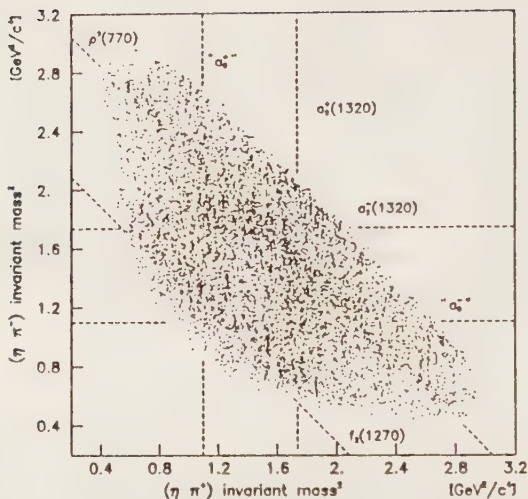


Abbildung 17: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$) für die 5791 Ereignisse in der η -Region.

die 5791 Ereignisse in der η -Region. Man erkennt deutlich die Bänder, die auf die Bildung folgender Zwischenzustände schließen lassen: $a_2^+(1320)$, $a_2^-(1320)$, $\rho^0(770)$ und $f_2(1270)$. Ein schwächeres Band ist bei $\approx 1,1 \text{ GeV}^2/c^4$ zu sehen. Das einzige bekannte Meson mit Isospin 1 in diesem Massenbereich ist das $a_0(980)$, dessen Massenquadrat mit $0,97 \text{ GeV}^2/c^4$ angegeben wird [44].

Einerseits haben neuere Daten von MARK III [45], die das a_0 als Zerfallsprodukt des J/ψ nachweisen, diesen Wert bestätigt, andererseits jedoch hat ein unabhängiges Experiment am LEAR, das das a_0 auch aus der $\bar{p}p$ -Annihilation erzeugt, es ebenfalls bei dieser höheren Masse beobachtet [46]. Im J/ψ -Zerfall sind auf Grund der Quantenzahlen der beteiligten Mesonen die Kanäle $\eta \rho$ und ηf_2 verboten. Um die zu erwartende Gleichverteilung des Zerfallswinkels des a_0 -Mesons zu überprüfen, die zu seiner Identifikation herangezogen werden kann, hätten alle Amplituden berücksichtigt werden müssen, was, wie im nächsten Abschnitt diskutiert wird, wegen der begrenzten Statistik nicht sinnvoll erscheint. Wegen der Schwierigkeit, die mit dem erhöhten Massenwert verbunden ist, wird im folgenden das a_0 in diesem Kanal mit " a_0 " bezeichnet.

In der nächsten Abbildung (18) ist zum Vergleich das Dalitzdiagramm der Kontrollregionen zu sehen. Es enthält 2704 Ereignisse und erscheint weitgehend strukturlos, obwohl das

Spektrum der entsprechenden invarianten ($\pi^+ \pi^-$)-Masse eine leichte Erhöhung bei der ρ^0 -Masse zeigt, was auch zu erwarten ist, da der Untergrund durch Ereignisse, wie zum Beispiel $\rho^0 \pi^0 \pi^0$, zustande kommt.

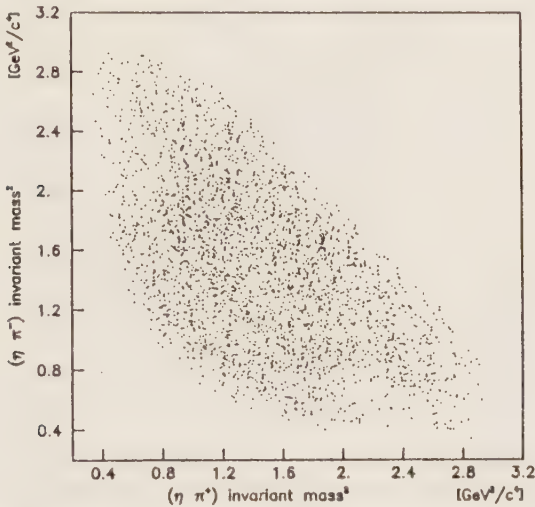


Abbildung 18: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$) für die 2704 Ereignisse in den Kontrollbereichen

Das Dalitzdiagramm der Differenz von η -Region und Kontrollbereich enthält 3087 Ereignisse und ist in Abbildung 19 dargestellt. Es zeigt die gleichen Merkmale wie das ursprüngliche Diagramm (Abbildung 17), was bei dem weitgehend flachen Kontrolldiagramm zu erwarten ist.

Da das Dalitzdiagramm in Bezug auf die erste Diagonale symmetrisch ist, darf man die Projektionen auf die x-Achse und die y-Achse addieren, was in Abbildung 20 geschehen ist. Man sieht deutlich die oben erwähnten Resonanzen $a_2^+(1320)$ und " a_0^+ ".

Der Projektion auf die erste Diagonale des Dalitzdiagramms entspricht das Auftragen des Quadrates der invarianten Masse von ($\pi^+ \pi^-$). Man erkennt (Abbildung 21) ρ^0 und f_2 . Die kleine Erhöhung im Spektrum bei $0,95 \text{ GeV}^2/c^4$ wurde mit dem $f_0(975)$ identifiziert. Die Erhöhung am Rand des Phasenraums bei $0,2 \text{ GeV}^2/c^4$ kann, wie sich aus Abbildung 19 entnehmen läßt, durch eine Interferenz von $a_2^+(1320)$ und $a_2^-(1320)$ zustande kommen, möglicherweise aber auch dadurch, daß die beiden Pionen im Endzustand miteinander wechselwirken.

Somit sind alle in diesem Zerfallskanal hervorragenden Strukturen identifiziert, und man kann zu einer quantitativen Analyse übergehen.

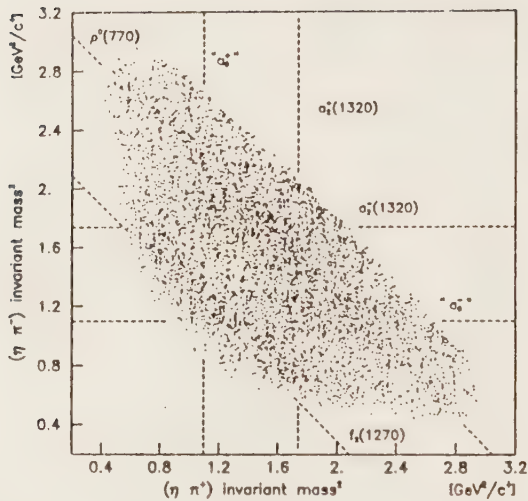


Abbildung 19: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$) nach Abzug der Kontrollbereiche (3087 Ereignisse).

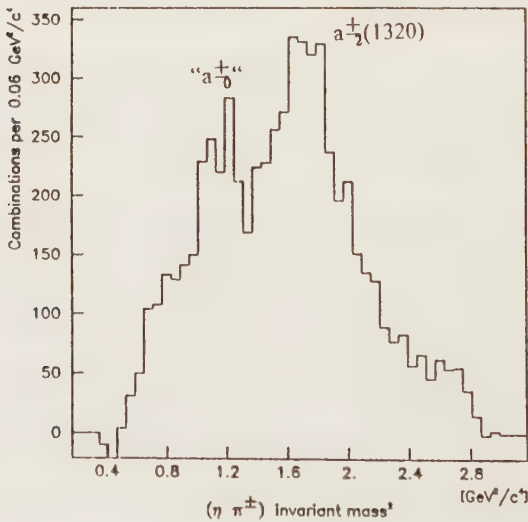


Abbildung 20: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^\pm$) nach Abzug der Kontrollbereiche (6174 Kombinationen).

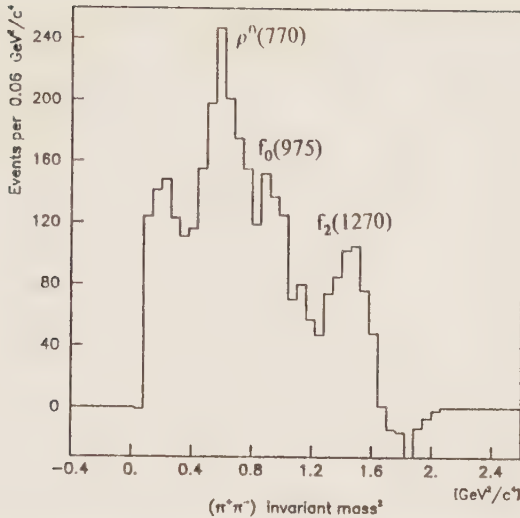


Abbildung 21: Quadrat der invarianten Masse ($\pi^+ \pi^-$) nach Abzug der Kontrollbereiche (3087 Ereignisse).

4.3 Quantitative Bestimmung der resonanten Anteile im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand

Ziel der Analyse ist die Bestimmung der relativen Anteile von $a_2^+(1320)$ und $a_0^+(980)$, um über das a_2 die Verbindung zum $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Kanal herzustellen. Da aber in dem betrachteten Endzustand die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \eta \rho^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta f_2$ sehr stark auftreten, müssen alle Anteile bestimmt werden:

Die Dichteverteilung im gemessenen Dalitzdiagramm setzt sich aus den folgenden drei Faktoren zusammen:

1. Der Wahrscheinlichkeit, daß der Anfangszustand in einen 3-Teilchen-Endzustand übergeht, ohne daß die Teilchen miteinander korreliert sind. Diese ist gegeben durch den vorhandenen Phasenraum, das heißt Impuls- und Energiesätze müssen erfüllt sein.
2. Der Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Teilchen im Endzustand im Detektor nachgewiesen werden.
3. Der Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei der drei Teilchen miteinander in Wechselwirkung treten, sei es, daß sie eine Resonanz bilden, sei es, daß sie im Endzustand miteinander wechselwirken. Im allgemeinen ist sie eine Überlagerung verschiedener physikalischer Prozesse.

Die ersten beiden Faktoren sind bekannt: Zur Erzeugung der phasenraumverteilten Impulse wird die CERN Routine GENBOD [47] verwendet. Aus den so erzeugten Impulsen und zugehörigen Massen werden im ASTERIX Monte Carlo Programm [48] die Bahnen der Teilchen im Detektor und die zu erwartenden Detektorsignale berechnet. Als Resultat erhält man ein Magnetband, das in seinem Aufbau exakt einem im Experiment aufgenommenen entspricht. Im folgenden durchlaufen die Monte Carlo Ereignisse die gleichen Programme (Rekonstruktion, kinematische Anpassung) und Selektionskriterien wie die Meßdaten.

Wie im letzten Abschnitt diskutiert, treten im $\eta \pi \pi$ -Endzustand resonante Zwischenzustände auf, so daß sich der dritte Faktor aus der Summe der Amplituden für den Übergang der 5 Anfangszustände des $\bar{p}p$ -Atoms (1S_0 , 3S_1 , 1P_1 , 3P_1 , 3P_2) über die resonanten Zwischenzustände $a_0^+(1320) \pi^+$, " a_0^+ " π^+ , $\rho^0(770) \eta$, $f_0(975) \eta$ und $f_2(1270) \eta$ in den Endzustand zusammensetzt. Dies führt auf 53 unbekannte Parameter. Diese durch eine Anpassung an die Daten zu bestimmen, erscheint angesichts der begrenzten Statistik als nicht sinnvoll. Deshalb wird folgendes vereinfachendes Modell gewählt: Es wird angenommen, daß alle beteiligten Teilchen spinlos sind, und daß die Zwischenzustände nicht miteinander interferieren, das heißt, das Quadrat der Summe der Amplituden wird durch die Summe der Quadrate der Amplituden ersetzt. So erhält man eine Summe von fünf Breit-Wigner-Funktionen mit nur noch fünf unbekannten Koeffizienten:

$$\begin{array}{lll}
 1. \quad a_0^+(1320) \pi^+ & 3. \quad \rho^0(770) \quad \eta & 5. \quad f_0(975) \quad \eta \\
 \rightarrow \eta \pi^\pm & \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma \gamma & \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma \gamma \\
 \rightarrow \gamma \gamma & & \\
 2. \quad "a_0^+" \pi^+ & 4. \quad f_2(1270) \quad \eta & \\
 \rightarrow \eta \pi^\pm & \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma \gamma & \\
 \rightarrow \gamma \gamma & &
 \end{array}$$

Vier dieser fünf Resonanzen treten wie bereits diskutiert mit ihren bekannten Massen und Breiten auf, während das " a_0 " Probleme aufwirft. Um es genauer zu untersuchen, wird ein Bereich des Dalitzdiagramms gewählt, in dem der Beitrag des " a_0 " vernachlässigt werden kann, die anderen Resonanzen jedoch alle beitragen. Damit können fünf der vier Parameter bestimmt werden. Das mit diesen 4 Parametern erzeugte Monte-Carlo-Spektrum wurde von dem Datenspektrum abgezogen. Die Residuen, in denen die beiden " a_0 "-Bänder zu erkennen sind, sind in Abbildung 22 zu sehen. Der Versuch, an die Residuen die Masse und Breite einer Breit-Wigner-Verteilung anzupassen, führt zu einer χ^2 -Verteilung ohne ausgeprägtes Minimum, so daß auf eine Bestimmung der Breite verzichtet werden muß. Mit der anderweitig gemessenen Breite des a_0 [44] wird die Masse zu (1058 ± 10) MeV bestimmt. Mit dieser so bestimmten Masse des " a_0 " werden nochmals alle 5 Koeffizienten angepaßt, wobei, wie zu erwarten, eine leichte Änderung der vorher bestimmten Parameter eintritt.

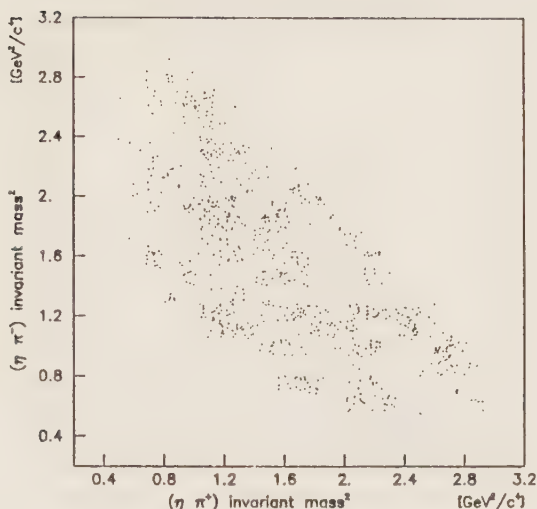


Abbildung 22: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$) nach Abzug des 4-parametrischen Monte-Carlo-Spektrums

Die Dalitzdiagramme werden in Zellen der Größe $0,12 \text{ GeV}^2/c^4 \cdot 0,12 \text{ GeV}^2/c^4$ eingeteilt. Auf der Basis des CERN Programmpakets MINUIT [49–51] wurde ein Programm entwickelt, das die Größe der Anteile bestimmt. Es liest die 2-dimensionalen Diagramme ein und variiert die Parameter, solange bis die durch ein geeignet definiertes χ^2 gemessene Abweichung zwischen experimentellem Dalitzdiagramm und der Linearkombination der Monte Carlo Diagramme ein Minimum erreicht.

Es tragen 180 Zellen aus den Dalitzdiagrammen bei, und es wird ein χ^2 -Wert von 190 erreicht, was einem χ^2 pro Freiheitsgrad von $190/(180-5) = 1,09$ entspricht. Es ergeben sich folgende Anteile am $\eta \pi^+ \pi^-$ Endzustand:

$a_2^+(1320) \pi^\mp$	:	$(42,4 \pm 2,7) \%$
$\omega \pi^\mp$	:	$(12,0 \pm 2,1) \%$
$\rho^0(770) \eta$	:	$(30,1 \pm 2,8) \%$
$f_2(1270) \eta$	:	$(11,6 \pm 2,0) \%$
$f_0(975) \eta$	:	$(3,9 \pm 1,3) \%$

Die Fehler werden aus der Änderung der Parameter, die eine Änderung der χ^2 -Funktion um 1 bewirkt, berechnet und entsprechen einer Standardabweichung.

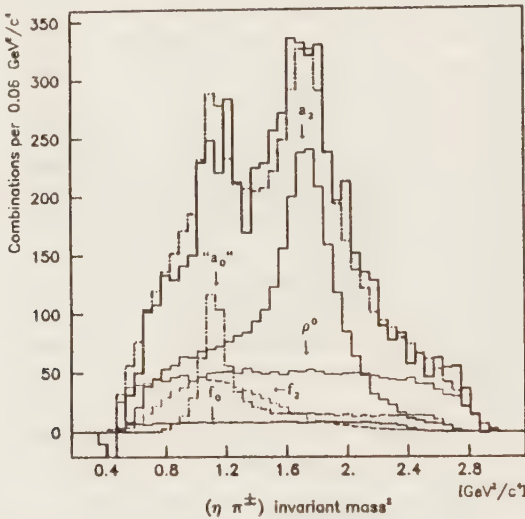


Abbildung 23: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^\pm$) nach Abzug der Kontrollbereiche (6174 Kombinationen). Die dicke strich-punktierte Linie stellt das Ergebnis der 5-parametrischen Anpassung dar. Die einzelnen Beiträge sind ebenfalls eingezeichnet.

Die obigen Anteile und ihre Summe sind in den Abbildungen 23 und 24 zusammen mit den Daten dargestellt. In der $(\eta \pi)$ -Projektion liefern sie eine zufriedenstellende Beschreibung der Daten.

In der $(\pi^+ \pi^-)$ -Projektion wird wie erwartet die Erhöhung an der Schwelle, die möglicherweise durch eine Interferenz von a_1^+ und a_2^- entsteht, nicht beschrieben. Weiterhin scheint die Anpassung an die f_2 -Region nicht optimal zu sein, sie kann aber im Rahmen dieser Methode (ohne Berücksichtigung der Winkelverteilungen, insbesondere der des a_1) nicht verbessert werden.

Eine Betrachtung der Residuen im 2-dimensionalen Diagramm (Abbildung 25 und Abbildung 26 zeigen jeweils die positiven und negativen Residuen) nach der Anpassung ergab keine systematischen Anordnungen, so daß man davon ausgehen kann, daß das generelle Erscheinungsbild richtig verstanden wurde.

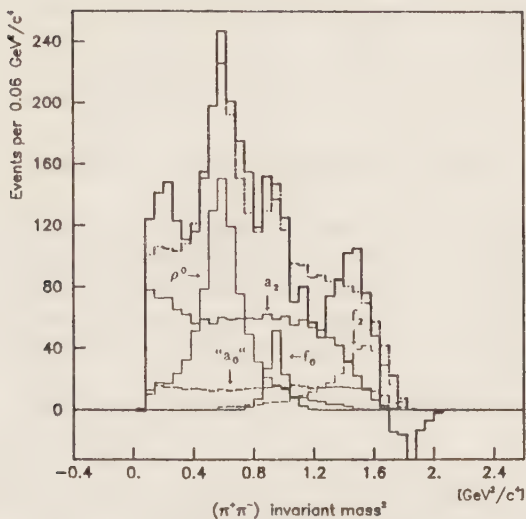


Abbildung 24: Quadrat der invarianten Masse ($\pi^+ \pi^-$) nach Abzug der Kontrollbereiche (3087 Ereignisse). Die dicke strich-punktierte Linie stellt das Ergebnis der 5-parametrischen Anpassung dar. Die einzelnen Beiträge sind ebenfalls eingezeichnet.

Verlangt man, daß zusammen mit diesen Ereignissen ein L-Röntgenquant nachgewiesen wurde ($\approx 96\%$ P-Wellenanteil), so reduziert sich die Anzahl der Ereignisse auf 267, und man erhält die folgenden Verzweungsverhältnisse:

$a_2^+(1320) \pi^-$	:	$(32,8 \pm 6,4) \%$
$"a_0" \pi^-$	:	$(11,4 \pm 5,6) \%$
$\rho^0(770) \eta$	:	$(25,3 \pm 6,1) \%$
$f_2(1270) \eta$	:	$(22,4 \pm 5,5) \%$
$f_0(975) \eta$	:	$(8,1 \pm 3,6) \%$

Schlußfolgerungen aus den letzten Zahlen sollte man nur vorsichtig ziehen, denn die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse ist äußerst gering: 267 Ereignisse / 180 Zellen entsprechen im Mittel $\approx 1,5$ Ereignissen pro Zelle.

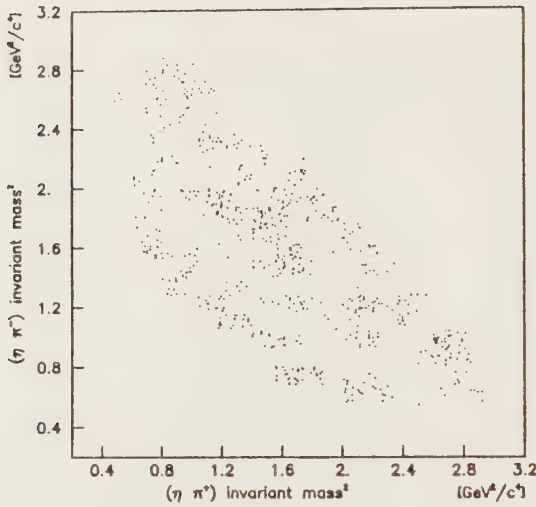


Abbildung 25: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$): positive Residuen der Anpassung

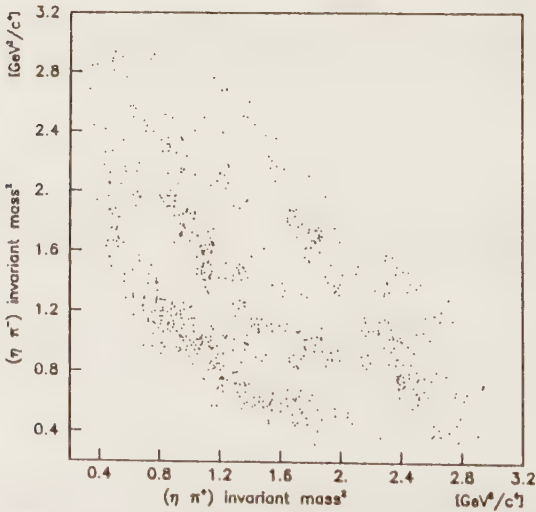


Abbildung 26: Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^-$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($\eta \pi^+$): negative Residuen der Anpassung (die negativen Eintragungen am Rand sind in den Daten nach Abzug der Kontrollregionen vorhanden)

5. Analyse des Endzustands $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

5.1 Auswahl der Ereignisse mit einem geladenen Kaon

Das K_S^0 zerfällt mit 69 % Wahrscheinlichkeit in $\pi^+ \pi^-$ und mit 31 % Wahrscheinlichkeit in $\pi^0 \pi^0$ [44]. Wegen der bereits mehrfach erwähnten begrenzten Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen im ASTERIX-Detektor beschränkt man sich auf den ersten Zerfallskanal. Es sollen also die Ereignisse aus dem Datensatz mit 4 geladenen Teilchen ausgewählt werden, bei denen ein geladenes Kaon und drei geladenen Pionen nachgewiesen wurden.

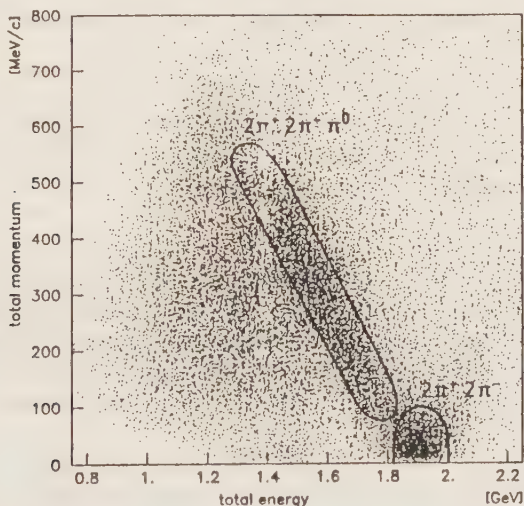


Abbildung 27: Gesamtimpuls gegen Gesamtenergie (4 Pionen Hypothese) für Ereignisse mit 4 gemessenen Spuren

Für einen Teil dieses Datensatzes mit 4 geladenen Teilchen ist in Abbildung 27 der Gesamtimpuls gegen die Gesamtenergie aufgetragen, wobei die Energie unter der Hypothese berechnet wurde, daß es sich bei allen 4 geladenen Teilchen um Pionen handelt. Man erkennt, daß der Hauptteil dieses Datensatzes aus Ereignissen vom Typ $2\pi^+ 2\pi^-$ und $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ besteht. Verlangt man, daß der Gesamtimpuls kleiner als 100 MeV/c ist, weil der auszuwählende

Endkanal voll rekonstruierbar ist und keine fehlenden neutralen Teilchen enthält, und trägt die Gesamtenergie auf, so ergibt sich das in Abbildung 28 gezeigte Bild:

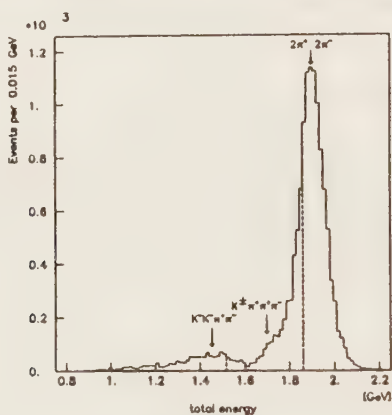


Abbildung 28: Gesamtenergie (4 Pionen Hypothese) für Ereignisse mit einem Gesamtimpuls unter 100 MeV/c. Eingezeichnet ist der zur Auswahl der Ereignisse mit einem Kaon und drei Pionen benutzte Bereich.

Bei den Ereignissen vom Typ $2\pi^+ + 2\pi^-$ stimmt, wie erwartet, die Gesamtenergie mit der Masse von zwei Protonen, 1,88 GeV, überein. Bei $\approx 1,48$ GeV liegen die Ereignisse mit 2 Pionen und 2 Kaonen und bei $\approx 1,68$ GeV, die Ereignisse mit einem geladenen Kaon und 3 geladenen Pionen, leider nicht von den Ereignissen mit 4 Pionen getrennt. Wie in Abbildung 28 indiziert, werden Ereignisse zwischen 1,54 und 1,86 GeV ausgewählt. Es bleiben $1,79 \cdot 10^6$ Ereignisse.

Wie in Abschnitt 3.5 dargestellt, wird mit Hilfe des spezifischen Energieverlusts der Teilchen in der zentralen Driftkammer die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, daß die Ereignisse ein geladenes Kaon und drei geladene Pionen enthalten, sowie die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie vier geladene Pionen enthalten. Ereignisse, die einen höheren Wahrscheinlichkeitswert für die (4π)- als für die ($K 3\pi$)-Hypothese liefern, beziehungsweise deren Konfidenzniveau unterhalb von 4 % liegt (z.B. $2\pi^+ 2K^-$), werden verworfen. Dadurch reduziert sich die Anzahl auf $7,2 \cdot 10^5$.

Weiterhin werden die Daten dem kinematischen Anpassungsprogramm unter der ($K 3\pi$)-Hypothese unterworfen und nur diejenigen ausgewählt, die ein Konfidenzniveau über 1% erreichen. Es bleiben $1,4 \cdot 10^5$ Ereignisse.

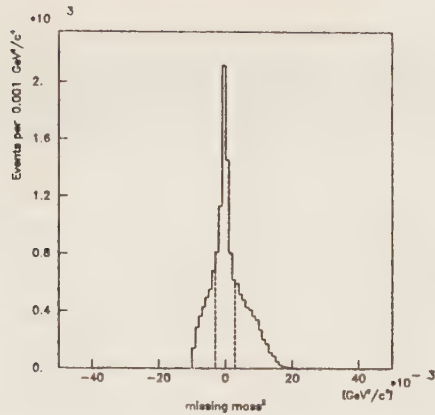


Abbildung 29: Quadrat der fehlenden Masse: Gekennzeichnet ist die ausgewählte Region.

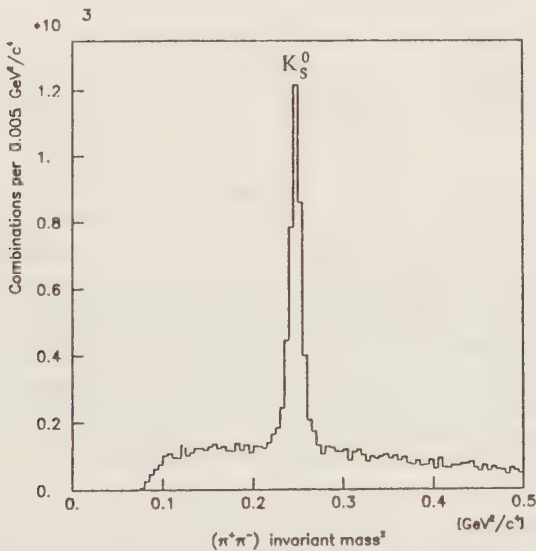


Abbildung 30: Quadrat der invarianten Masse ($\pi^+\pi^-$). Das Spektrum enthält 2 Eintragungen pro Ereignis.

Da man nun eine Hypothese dafür hat, welches Teilchen das Kaon und welche die Pionen sind, kann man die fehlende Masse berechnen. Dieses Spektrum ist in Abbildung 29 zu

sehen. Es wird verlangt, daß der Betrag des Quadrates der fehlenden Masse unterhalb von $0,003 \text{ GeV}^2/c^4$ liegt, was die Anzahl der Ereignisse noch einmal um die Hälfte, auf 6936, reduziert.

Trägt man nun die Masse von jeweils zwei Pionen mit entgegengesetzter Ladung auf, so erhält man das in Abbildung 30 dargestellte Spektrum. Es zeigt das K_S^0 -Signal über einem geringen Untergrund.

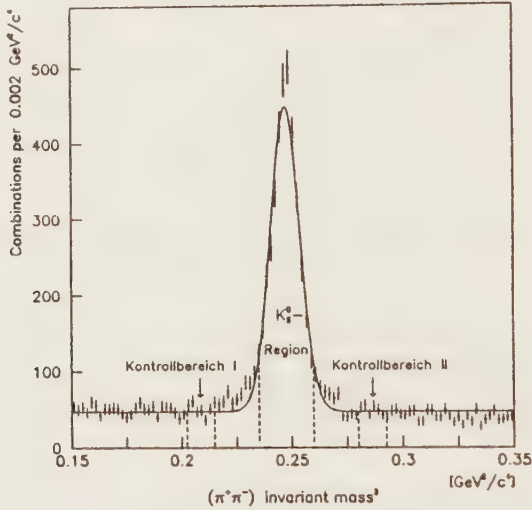


Abbildung 31: Quadrat der invarianten Masse ($\pi^+\pi^-$). Das Spektrum enthält 2 Eintragungen pro Ereignis. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Gaußverteilung auf einem konstanten Untergrund. Eingezeichnet ist die K_S^0 -Region zwischen $0,235 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,260 \text{ GeV}^2/c^4$ und die Kontrollbereiche zwischen $0,2025 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,2150 \text{ GeV}^2/c^4$ und zwischen $0,2800 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,2925 \text{ GeV}^2/c^4$.

In Abbildung 31 ist ein Ausschnitt des Spektrums in feineren Einheiten zu sehen. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Gaußverteilung auf einem konstanten Untergrund, der teilweise aus Ausläufern der 4- und 5-Pion-Ereignisse besteht, teilweise aus falschen Kombinationen. Der Mittelwert liegt bei $0,2474 \text{ GeV}^2/c^4 \pm 0,0014 \text{ GeV}^2/c^4$, was mit dem Literaturwert [44] übereinstimmt und die Standardabweichung beträgt $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2/c^4 \pm 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2/c^4$, was einer Massenauflösung von 6,6 MeV entspricht. Im Spektrum eingezeichnet ist die in der Analyse verwendete K_S^0 -Region zwischen $0,235 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,260$

GeV^2/c^4 (3701 Ereignisse) und die Kontrollbereiche zwischen $0,2025 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,2150 \text{ GeV}^2/c^4$ und zwischen $0,2800 \text{ GeV}^2/c^4$ und $0,2925 \text{ GeV}^2/c^4$ (628 Ereignisse), die Auskunft über das Verhalten des Untergrundes geben.

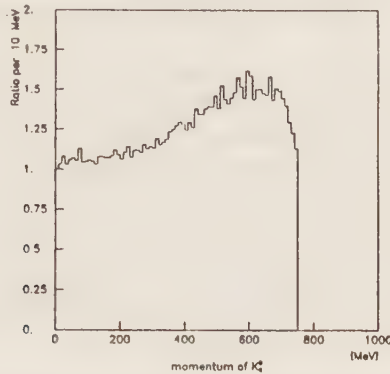


Abbildung 32: Verhältnis der Anzahl der K_S^0 -Impulse für Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach dem Auswahlsschritt, der einen Vertex verlangt, als Funktion des Impulses

Die hier verwendete Methode der Ereignisauswahl besitzt den Nachteil, daß die $K_S^{0'}$ mit einem hohen Impuls bevorzugt verworfen werden, wenn bei der Rekonstruktion der Ereignisse nicht mehr ein gemeinsamer Vertex für alle 4 Spuren gefunden werden konnte. In Abbildung 32 ist das Verhältnis der Anzahl der K_S^0 -Impulse für Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach diesem Auswahlsschritt als Funktion des Impulses aufgetragen. Man sieht, daß man etwa 25 % der Ereignisse verliert, jedoch bevorzugt solche mit hohen K_S^0 -Impulsen (bis zu 50% pro Impulsbin).

Eine andere Möglichkeit Ereignisse, die ein K_S^0 enthalten, auszuwählen ist, einen der Lebensdauer entsprechenden minimalen Abstand zwischen dem K_S^0 -Vertex und dem $(K \pi)$ -Vertex zu verlangen. Obiges Verfahren wurde vorgezogen, da erstens die Vertexauflösung nicht besser als 3 mm ist, zweitens sich herausstellte, daß $K_S^{0'}$ mit niedrigem Impuls völlig unterdrückt werden, und drittens der Abstand der Vertices um so schlechter definiert ist, je näher sie zusammen liegen. Um sicher zu sein, daß zwei getrennte Vertices vorliegen, muß ein Mindestabstand von $\approx 1 \text{ cm}$ gewählt werden. Bei diesem Abstand ist jedoch etwa die Hälfte aller $K_S^{0'}$ zerfallen ($\beta \approx 0,6$; $c\tau = 2,7 \text{ cm}$).

5.2 Resonanzerscheinungen im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand

Einen guten Überblick über die im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Kanal auftretenden Resonanzphänomene liefert wieder das Dalitzdiagramm. In Abbildung 33 ist das Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen das Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$) für die Ereignisse in der K_S^0 -Region aufgetragen.

Die beiden Bänder bei $0,80 \text{ GeV}^2/c^4$ parallel zur x- und y-Achse entstehen durch das Vorhandensein der $K^*(892)$ -Resonanzen. $K^{*0}(892)$ zerfällt in $K^\pm \pi^\mp$, und $K^{*\pm}(892)$ zerfällt in $K_S^0 \pi^\mp$. Ein weiterer dominanter Effekt in diesem Endzustand ist an der $(K^\pm \pi^\mp)$ -Schwelle zu sehen, der auf eine interhadronische Wechselwirkung zwischen Kaon und Pion zurückgeführt wird, wenn sich diese beiden Mesonen im relativen S-Zustand befinden (vergleiche folgenden Abschnitt). Zwei schwächere Bänder zeigen sich in der Diagonalen. Dort treten das $a_2^+(1320)$, das in $K^\pm K_S^0$ zerfällt, und das $a_2^-(980)$, das ebenfalls in $K^\pm K_S^0$ zerfällt, auf. Im Gegensatz zum Dalitzdiagramm des $\eta \pi \pi$ -Endzustands ist das hier vorliegende stark asymmetrisch bezüglich der ersten Diagonalen, was auf Interferenzen zwischen den Amplituden der Isospin $I = 0$ und $I = 1$ Anfangszustände des $\bar{p}p$ -Atoms hinweist.

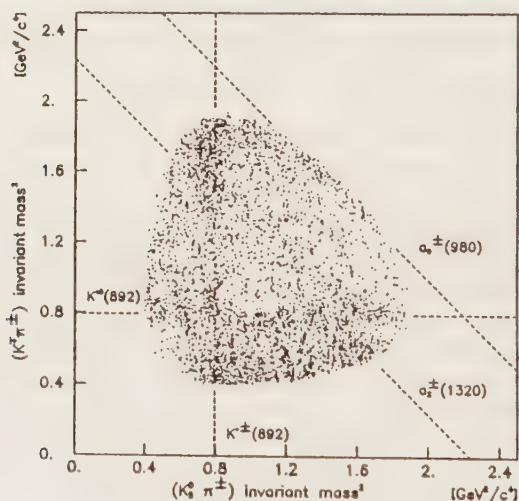


Abbildung 33: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$) für die 3701 Ereignisse in der K_S^0 -Region.

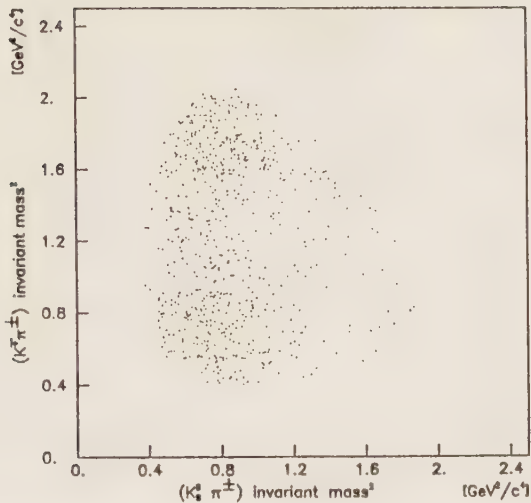


Abbildung 34: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$) für die 628 Ereignisse in den Kontrollregionen.

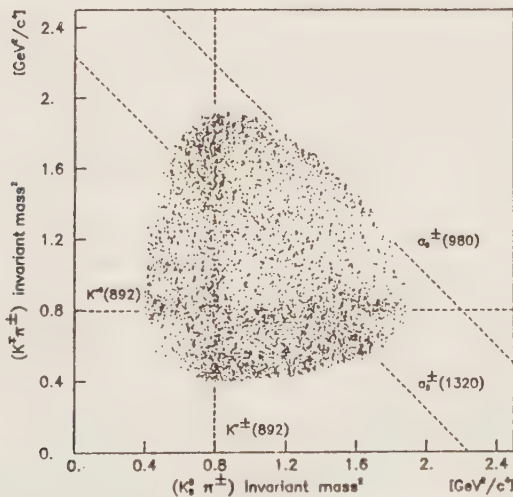


Abbildung 35: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen.

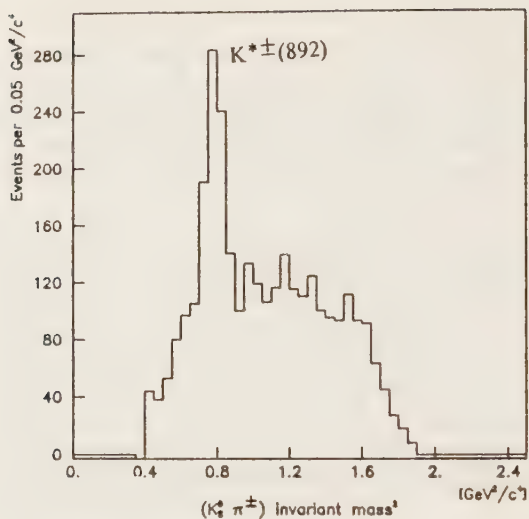


Abbildung 36: Quadrat der invarianten Masse ($K_s^0 \pi^\pm$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen.

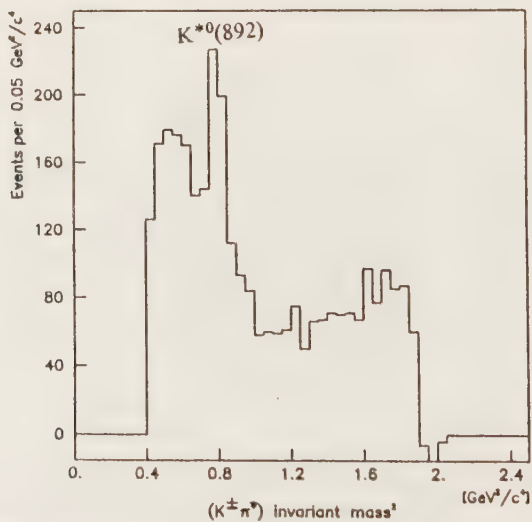


Abbildung 37: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen.

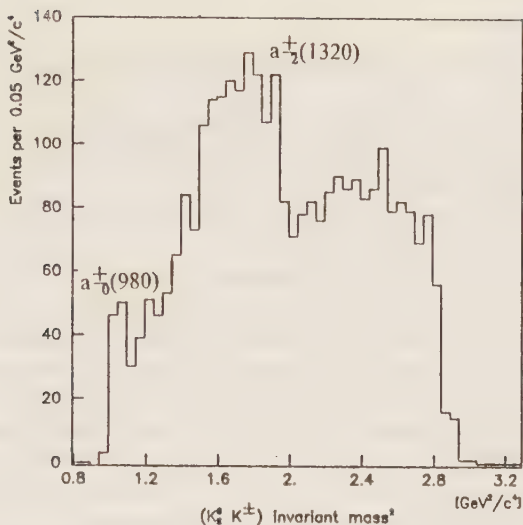


Abbildung 38: Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 K^\pm$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen.

Im Dalitzdiagramm der Kontrollbereiche (Abbildung 34) zeigen sich diese Resonanzbänder nicht, so daß diese eindeutig mit den K_S^0 -Ereignissen identifiziert werden können. Nach Abzug der Kontrollbereiche bleiben daher alle oben beschriebenen Resonanzerscheinungen erhalten, wie Abbildung 35 zeigt. Abbildung 36 zeigt die Projektion des Dalitzdiagramms auf die x-Achse, das heißt das Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$). Deutlich ist das $K^{*\pm}(892)$ zu erkennen.

In Abbildung 37 ist die Projektion auf die y-Achse aufgetragen, das Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$). Außer dem neutralen $K^{*0}(892)$ sieht man hier die Erhöhung an der ($K^\pm \pi^\mp$)-Schwelle.

Die Projektion auf die erste Diagonale, das Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 K^\pm$), ist in Abbildung 38 zu sehen. Man erkennt das $a_2^+(1320)$ -Meson, das auch in der Literatur [44] mit einer sehr großen Breite angegeben wird, nämlich $110 \text{ MeV}/c^2$. In der Nähe der Schwelle befindet sich eine schmale Erhöhung, die der Produktion des $a_0^+(980)$ -Mesons zugeschrieben wird.

Somit sind auch im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand alle hervorstechenden Signale identifiziert, und man kann mit einer quantitativen Analyse fortfahren.

5.3 Parametrisierung der (K π)-Endzustandswechselwirkung

Um das 2-dimensionale Dalitzdiagramm mit Hilfe von Monte-Carlo Amplituden reproduzieren zu können, muß zunächst eine Parametrisierung der (K $^{\pm}$ $\pi^{\mp}$)-Wechselwirkung in der Nähe der Schwelle gewählt werden.

Unter der Annahme, daß Endzustandswechselwirkungen viel stärker sind als der direkte 3-Körper-Zerfall, kann der Annihilationsprozeß $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ durch zwei sukzessive 2-Körper-Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow (K\pi)\bar{K}$, $(K\pi) \rightarrow K\pi$ beschrieben werden.

Das Problem kann dann analog zu K. Dooley [22], der die Reaktion $\Psi \rightarrow \omega \pi \pi$ untersucht, behandelt werden. Das nach [14, 15] theoretisch zu erwartende Potential gaußscher Form für die Wechselwirkung zweier Pionen untereinander nähert er durch ein Rechteckpotential der Tiefe V_0 und mit Radius r : Relativ schwache Rechteck- und Gaußpotentiale können zu sehr ähnlichen Ergebnissen führen, indem sie bei niedrigem Impulsübertrag "Fourier"-äquivalent gemacht werden, das heißt, man verlangt, daß die Steigungen und Werte ihrer Fouriertransformierten an der Schwelle übereinstimmen. Der Radius des Rechteckpotentials wird bei dem so erhaltenen theoretischen Erwartungswert von 0,89 fm [22] festgehalten.

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus dem Produkt des Quadrates der Wellenfunktion des Endzustands am Ursprung 'R' und dem Wirkungsquerschnitt der Produktion der beteiligten Teilchen ohne Endzustandswechselwirkung [21]. Die Schrödingergleichung wird für die Wechselwirkung von Kaon und Pion unter Einfluß eines Rechteckpotentials unter der Annahme, daß keine gebundenen Zustände existieren [15], gelöst. So berechnet sich 'R' zu:

$$(5.1) \quad R = \frac{m_{\pi K} - m_{\pi} - m_K + V_0}{m_{\pi K} - m_{\pi} - m_K + V_0 \cos^2(\sqrt{p_{K\pi}^2 + 2\mu V_0} r)}$$

mit

$m_{\pi K}$	:	invariante Masse von Kaon und Pion
m_{π}	:	Masse des Pions
m_K	:	Masse des Kaons
$p_{K\pi}$	:	Impuls der Teilchen im (K π)-Schwerpunktsystem
μ	:	Reduzierte Masse des (K π)-Systems
V_0	:	Tiefe des Potentialtopfs
r	:	Radius des Potentialtopfs

Der nicht wechselwirkende Teil wird durch den 3-Körper-Phasenraum der beteiligten Teilchen beschrieben.

5.4 Quantitative Bestimmung der resonanten Anteile im $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand

Das 2-dimensionale Dalitzdiagramm wird in Zellen der Größe $0,10 \text{ GeV}^2/c^4 \cdot 0,10 \text{ GeV}^2/c^4$ eingeteilt und die entsprechenden Diagramme für folgende Kanäle mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen, wie in Abschnitt 4.3 geschildert, simuliert:

- | | |
|--|--|
| <p>1. $K^{*\pm}(892) K^\mp$
 $\rightarrow K_S^0 \pi^\pm$
 $\rightarrow \pi^+ \pi^-$</p> | <p>3. $a_1^\pm(1320) \pi^\mp$
 $\rightarrow K_S^0 K^\pm$
 $\rightarrow \pi^+ \pi^-$</p> |
| <p>2. $K^{*0}(892) K_S^0$
 $\rightarrow K^\pm \pi^\mp \rightarrow \pi^+ \pi^-$</p> | <p>4. $a_0^\pm(980) \pi^\mp$
 $\rightarrow K_S^0 K^\pm$
 $\rightarrow \pi^+ \pi^-$</p> |

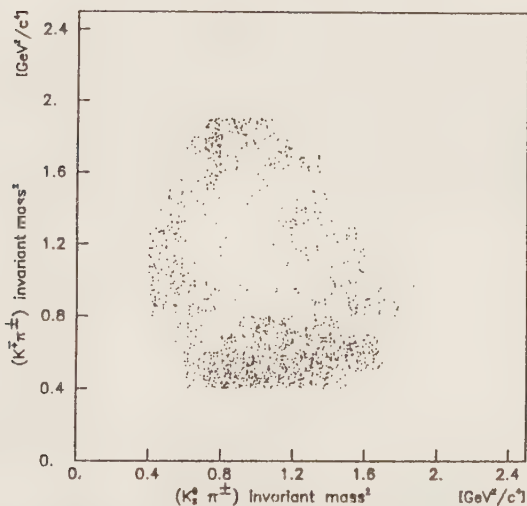


Abbildung 39: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$) nach Abzug des 4-parametrischen Monte-Carlo-Spektrums

Da die Masse des a_0 unterhalb der $\bar{K}K$ -Schwelle liegt und die Werte für Masse und Breite nur aus dem $\eta\pi$ -Zerfall stammen [44], wurde die in den Blasenkammerdaten [52] bestimmte Masse von $m_0 = 1016 \text{ MeV}$ und die dort bestimmte reduzierte Breite von $\gamma = 200$

MeV verwendet, die einer klassischen Breite von $\Gamma = 25$ MeV entspricht. ($\Gamma = p_{K\bar{K}} \gamma m_0^{-1}$, $p_{K\bar{K}}$ = Impuls im $K\bar{K}$ -Schwerpunktsystem). Jedoch konnte dann mit einer reduzierten Breite von $\gamma = 400$ MeV, die der im $\eta\pi$ -Zerfall gemessenen "klassischen" Breite von $\Gamma \approx 50$ MeV besser entspricht, ein um 4% besseres χ^2 erreicht werden, so daß im folgenden diese benutzt wurde.

Zunächst werden die Anteile in dem Bereich des Dalitzdiagramms bestimmt, in dem der Beitrag der $(K\pi)$ -Endzustandswechselwirkung als klein betrachtet werden kann. Nach Abzug dieser Anteile von den Daten, erhält man das in Abbildung 39 dargestellte Diagramm. Die Anpassung von 'R' an die Residuen ergab ein Potential $V_0 = -0,97$ GeV.

Anschließend wurden noch einmal alle fünf Anteile dem 2-dimensionalen Anpassungsprogramm zur Verfügung gestellt, wobei jetzt auch die Potentialtiefe V_0 variieren durfte. Dieses Verfahren liefert: $V_0 = -(0,82 \pm 0,03)$ GeV. Aus dem Unterschied der zwei erhaltenen Werte kann auf einen systematischen Fehler der Größenordnung $\pm 0,1$ GeV geschlossen werden, so daß sich endgültig ergibt:

$$V_0 = -(0,8 \pm 0,1) \text{ GeV.}$$

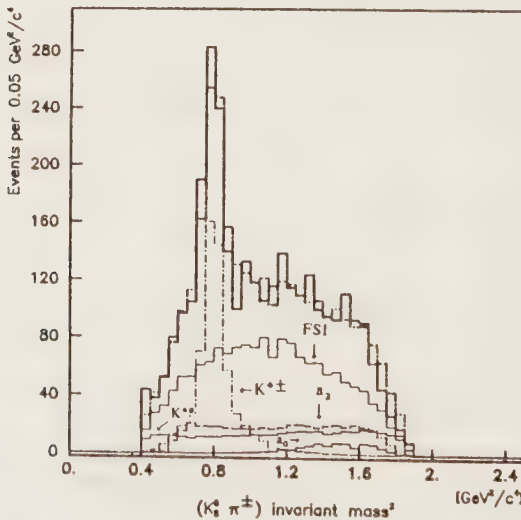


Abbildung 40: Quadrat der invarianten Masse ($K_s^0 \pi^+ \pi^-$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen. Die dicke strich-punktierte Linie stellt das Ergebnis der 5-parametrischen Anpassung dar. Die einzelnen Beiträge sind ebenfalls eingezeichnet.

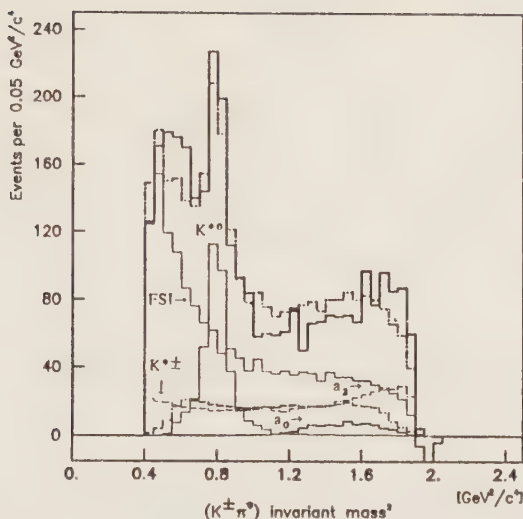


Abbildung 41: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen. Die dicke strich-punktierte Linie stellt das Ergebnis der 5-parametrischen Anpassung dar. Die einzelnen Beiträge sind ebenfalls eingezeichnet.

Die fünf Anteile setzen sich dann folgendermaßen zusammen:

$K^{*\pm}(892) K^\mp$	:	$(18,4 \pm 1,8) \%$
$K^{*0}(892) K^0$	:	$(15,3 \pm 1,7) \%$
$a_1^\pm(1320) \pi^\mp$	:	$(17,0 \pm 2,5) \%$
$a_0^\pm(980) \pi^\mp$	:	$(1,9 \pm 0,4) \%$
$(K^\pm \pi^\mp)$ FSI	:	$(47,4 \pm 4,6) \%$

FSI = Final State Interaction = Endzustandswechselwirkung

Es tragen 174 Zellen zur Berechnung des χ^2 bei, das sein Minimum bei einem Wert von 323 erreicht, so daß man ein χ^2 pro Freiheitsgrad von $321/(174-5) = 1,9$ erhält. Die Tatsache, daß man hier einen deutlich größeren χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad als im $\eta \pi^+ \pi^-$ -Kanal erhält, ist vor allem darauf zurückzuführen, daß die Fehler zur Berechnung des χ^2 -Werts hier deutlich kleiner sind als dort, weil viel weniger Untergrundereignisse abgezogen werden. Die Fehler sind stati-

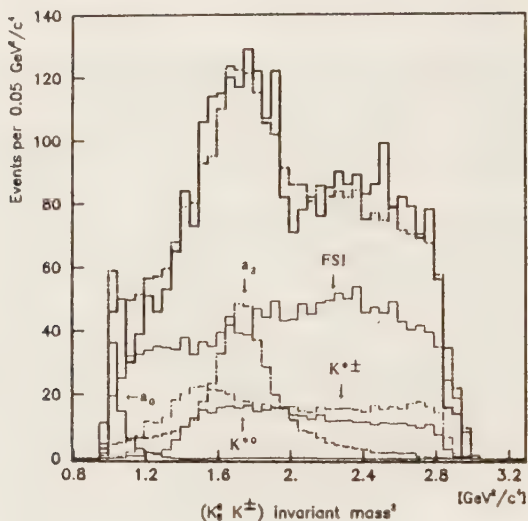


Abbildung 42: Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 K^\pm$) für die 3073 Ereignisse nach Abzug der Kontrollregionen. Die dicke strich-punktierte Linie stellt das Ergebnis der 5-parametrischen Anpassung dar. Die einzelnen Beiträge sind ebenfalls eingezeichnet.

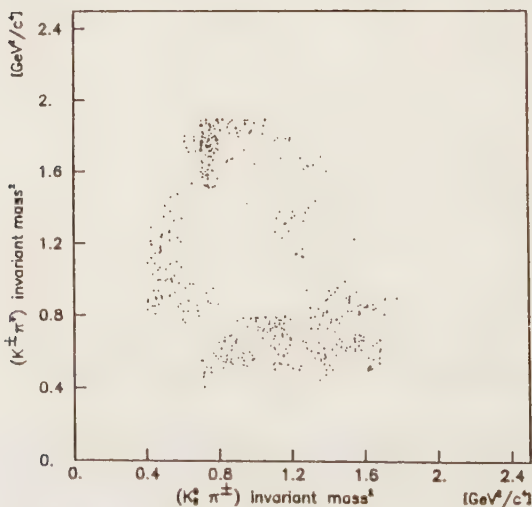


Abbildung 43: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$): positive Residuen der Anpassung der 5 Einzelbeiträge

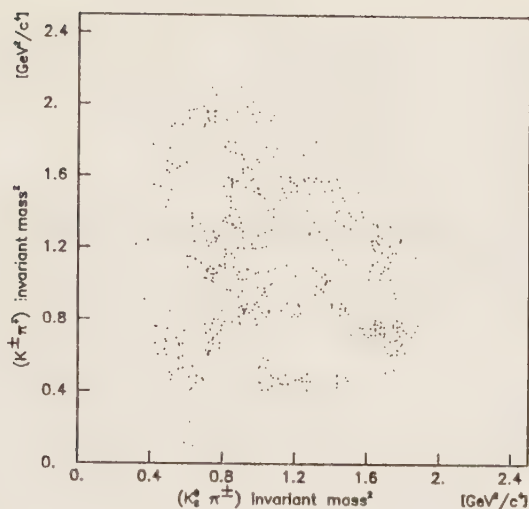


Abbildung 44: Quadrat der invarianten Masse ($K^\pm \pi^\mp$) gegen Quadrat der invarianten Masse ($K_S^0 \pi^\mp$): negative Residuen der Anpassung der 5 Einzelbeiträge

stischer Natur und entsprechen einem Signifikanzniveau von 1σ . In den Abbildungen 40–42 sind die Resultate des 2-dimensionalen Anpassungsprogramms über den Daten dargestellt. Eingezeichnet sind weiterhin die Einzelbeiträge der fünf Anteile. Das Quadrat der ($K_S^0 \pi^\mp$)-Masse (Abbildung 40) wird durch die obigen Parameter gut beschrieben. Das Quadrat der ($K^\pm \pi^\mp$)-Masse (Abbildung 41) besitzt eine Erhöhung am Ende der Phasenraums, die durch die hier benutzten Amplituden nicht beschrieben wird. Sie könnte durch die Ausläufer des $K_0^{*0}(1350)$ oder des $K_2^{*0}(1430)$ zustande kommen, oder - was noch wahrscheinlicher ist - durch eine Interferenz dieser Resonanzen mit dem $K^{*0}(892)$. Beide Resonanzen wurden mit Hilfe des Monte-Carlo Programms erzeugt und dem Anpassungsprogramm versuchsweise zur Verfügung gestellt. Es konnte jedoch keine eindeutig bessere Beschreibung der Daten erreicht werden.

Das Resultat für das Quadrat der ($K_S^0 K^\pm$)-Masse (Abbildung 42) ist befriedigend im Rahmen der gewählten vereinfachten Beschreibung der Amplituden, insbesondere angesichts der Tatsache, daß die Winkelverteilungen der $K^{*0}(892)$ s diese Projektion der Daten beeinflussen.

Auch hier wurden die Residuen der 2-dimensionalen Anpassung untersucht, und es zeigten sich keine Strukturen bis auf die oben diskutierte Erhöhung, deren Ursprung nicht eindeutig festzulegen war. Die Abbildungen 43 und 44 zeigen jeweils die positiven und negativen Residuen.

Die Anzahl der Ereignisse, bei denen gleichzeitig ein L-Röntgenquant nachgewiesen wurde ($\approx 93\%$ P-Wellenanteil des $\bar{p}p$ -Anfangszustands), beträgt 561, und es ergeben sich folgende Anteile:

$K^{*0}(892) K^{\mp}$	:	$(15,9 \pm 3,2) \%$
$K^{*0}(892) K_S^0$	:	$(16,2 \pm 3,8) \%$
$a_2^+(1320) \pi^{\mp}$	:	$(16,8 \pm 5,1) \%$
$a_2^+(980) \pi^{\mp}$	:	$(0,0 \pm 0,8) \%$
$(K^{\pm} \pi^{\mp})$ FSI	:	$(51,1 \pm 11,9) \%$

Die statistische Relevanz diese Werte ist leider gering: 561 Ereignisse / 174 Zellen ergeben im Mittel ≈ 3 Ereignisse pro Zelle.

6. Diskussion der Meßergebnisse

Die beiden Endzustände $\eta \pi^+ \pi^-$ und $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe wurden analysiert, um herauszufinden, ob und in welchem Maße dort das a_0 -Meson auftritt, das auf Grund seiner Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ und Masse in $\eta \pi$ und $K \bar{K}$ zerfallen sollte und dessen Zerfallseigenschaften sehr umstritten sind: Es wurde zunächst in der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe in der Blaskammer beobachtet [52]. Dort wurde nur der Zerfall in $K_S^0 K^\pm$ nachgewiesen, im $\eta \pi$ -Kanal wurde vergeblich danach gesucht [53].

Später gelang der Nachweis des $\eta \pi^-$ -Zerfalls in einem K^-p Blaskammerexperiment [54], dessen Statistik im $K_S^0 K^-$ -Kanal nicht ausreichte, um auch dort das a_0 zweifelsfrei nachzuweisen. Flatté versuchte eine gekoppelte Analyse der beiden Zerfallskanäle auf Grund der Daten aus [54] und erhielt Breiten für das a_0 zwischen 50 und 300 MeV.

Weiterhin wurde das a_0 als Zerfallsprodukt von $\eta(1440)$ und $f_1(1285)$ nachgewiesen, was neue Fragen aufwarf, denn als Zerfallsprodukt des $f_1(1285)$ scheint es bevorzugt in $\eta \pi$ zu zerfallen ($a_0 \rightarrow \eta \pi / a_0 \rightarrow K \bar{K} > 2,5$ [44]), während es als Zerfallsprodukt des $\eta(1440)$ bevorzugt in $K \bar{K}$ zu zerfallen scheint (MARK III weist nur diesen Zerfallskanal nach und suchte vergeblich nach dem $\eta \pi$ -Zerfall [55]). In jedem Fall gilt für beide Zerfälle, daß auf Grund der niedrigen Masse von $f_1(1285)$ und $\eta(1440)$ der Phasenraum für den $K \bar{K}$ -Zerfall eingeschränkt ist ($K \bar{K}$ -Masse ≈ 1 GeV), und deshalb die Anhäufung der Ereignisse in der Nähe der $K \bar{K}$ -Schwelle dadurch entstehen kann.

Die Einordnung dieses Teilchen auf Grund seines möglichen Quarkinhalts und seiner J^{PC} -Quantenzahlen reicht vom $q\bar{q}$ -Zustand [56], zum $q^2\bar{q}^2$ -Zustand [57, 10], zu einer Mischung dieser Zustände [58] bis zum $K \bar{K}$ -Molekül [16].

Ein Vorteil der ASTERIX-Daten ist einerseits darin zu sehen, daß das a_0 -Meson direkt aus der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe erzeugt wird ohne Einschränkung des ihm zur Verfügung stehenden Phasenraums und andererseits darin, daß gleichzeitig das a_2 -Meson beobachtet wird, dessen Verzweungsverhältnisse in $\eta \pi$ und $K \bar{K}$ bekannt sind [44]. Ein Nachteil der Daten ergibt sich daraus, daß außer zwei S-Zuständen noch vier P-Zustände des Anfangszustands des $\bar{p}p$ -Atoms beitragen, deren Mischungsverhältnis nicht genau bekannt ist. Die Statistik der Daten mit gleichzeitig nachgewiesenem L-Röntgenquant — das heißt $\approx 95\%$ P-Anfangszustand — reicht nicht aus, um daraus Verzweungsverhältnisse ableiten zu können.

Weil die Blaskammern keine Photonen detektieren konnten, können die Ergebnisse der vorliegenden Analyse des $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustands nur mit den Ergebnissen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ wobei $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ verglichen werden [53]; Dort wurden 459 Ereignisse dieses Typs analysiert, wovon 28 % im kombinatorischen Untergrund lagen. Dabei wurde die Produktion von $a_2^+(1320) \pi^\mp$, $\rho^0(770) \eta$ und $f_2(1270) \eta$ beobachtet, wie auch in den ASTERIX-Daten. Das

a_0 -Meson konnte jedoch dort nicht nachgewiesen werden, was wahrscheinlich der niedrigen Statistik und dem relativ hohen Untergrund zuzuschreiben ist. Zieht man den Anteil der Untergrundereignisse ab, so ist die Statistik der vorliegenden ASTERIX-Daten 10-mal höher. Ihre Analyse ergibt folgende Anteile am $\eta \pi^+ \pi^-$ -Kanal:

$a_2^+(1320) \pi^{\mp}$	:	$(42,4 \pm 2,7) \%$
" a_0^+ " $\pi^{\mp}$	:	$(12,0 \pm 2,1) \%$
$\rho^0(770) \eta$	:	$(30,1 \pm 2,8) \%$
$f_2(1270) \eta$	:	$(11,6 \pm 2,0) \%$
$f_0(975) \eta$	:	$(3,9 \pm 1,3) \%$

Diese Verzweungsverhältnisse müssen als eine Linearkombination aus den Verzweungsverhältnissen aus der S-Welle und der P-Welle des $\bar{p}p$ -Atoms verstanden werden.

Mit einem L-Röntgenquant in Koinzidenz ($\approx 96\%$ P-Wellenanteil des $\bar{p}p$ -Anfangszustands) erhält man:

$a_2^+(1320) \pi^{\mp}$	:	$(32,8 \pm 6,4) \%$
" a_0^+ " $\pi^{\mp}$	:	$(11,4 \pm 5,6) \%$
$\rho^0(770) \eta$	:	$(25,3 \pm 6,1) \%$
$f_2(1270) \eta$	:	$(22,4 \pm 5,5) \%$
$f_0(975) \eta$	:	$(8,1 \pm 3,6) \%$

Wenn es sich bei der Resonanz bei $1058 \text{ MeV}/c^2$ um das a_0 handelt, ergeben sich folgende relativen Verzweungsverhältnisse:

$$\frac{a_2 \rightarrow \eta \pi}{a_0 \rightarrow \eta \pi} = 3,7 \pm 0,7$$

Wurde ein L-Röntgenquant koinzident nachgewiesen, erhält man:

$$\frac{a_2 \rightarrow \eta \pi}{a_0 \rightarrow \eta \pi} = 2,9 \pm 1,5$$

Im Rahmen dieser Fehler ist also keine Unterscheidung zwischen S- und P-Wellen Anfangszustand möglich. Eine nicht näher untersuchte Tendenz scheint dahin zu gehen, daß aus dem P-Zustand weniger a_2 und mehr f_2 erzeugt wird.

a)

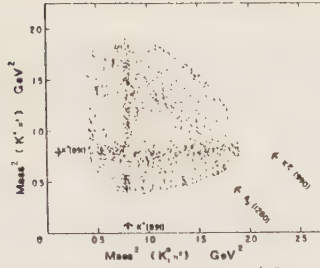


Fig. 4. Effective-mass squared Dalitz plot for $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ (2000 events). Four accumulations of events are visible: the $K^{*0}(891)$, $K^{*+}(891)$, $KR(1280)$ and $K^*(1400)$. They are indicated by the arrows.

b)

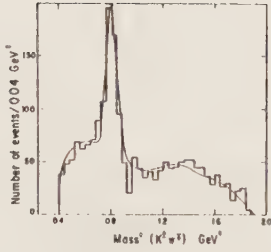


Fig. 7. $(K^+ \pi^+)$ effective mass squared distribution for $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$. The curve represents the theoretical distribution as given by the best fit (solution (iii) of table 2). The $K^{*+}(891)$ is clearly visible.

c)

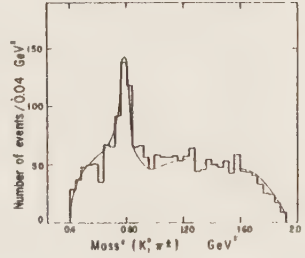


Fig. 8. $(K^0 \pi^+)$ effective mass squared distribution for $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$. The curve represents the theoretical distribution as given by the best fit (solution (iii) of table 2). The $K^{*0}(891)$ is clearly visible.

d)

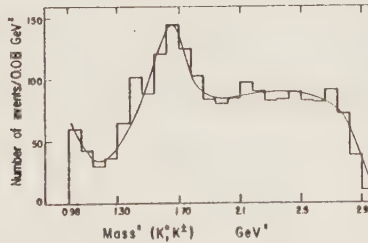


Fig. 10. $(K^0 K^+)$ effective mass squared distribution for $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$. The curve corresponds to the theoretical distribution as given by the best fit (solution (iii) of table 2). The accumulations of events at 990 MeV and at 1280 MeV effective mass squared are clearly visible.

Abbildung 45: Resultate der Analyse der Blasenkammerdaten für $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [52]

Eine ausführliche Beschreibung der Analyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ in der CERN-Saclay Wasserstoff Blasenkommer befindet sich in [52]. Die Ergebnisse seien hier qualitativ zusammengefaßt: 2000 Ereignisse werden in das Dalitzdiagramm (Abbildung 45 a) eingetragen, das folgende Eigenschaften aufweist:

1. eine Asymmetrie bezüglich der ersten Diagonalen, die auf Interferenzen zwischen den Amplituden der Isospin $I = 0$ und $I = 1$ Zustände des $\bar{p}p$ -Atoms hinweist,
2. Bänder, die durch die Bildung der K^* -Resonanzen erzeugt werden, wobei deutlich mehr K^{*0} als $K^{*\pm}$ vorhanden ist, wie in Abbildungen 45 b und 45 c zu sehen ist,
3. das a_2 -Meson bei 1280 MeV (siehe Abbildung 45 d),
4. eine scharfe Spitze, an der $K\bar{K}$ -Schwelle, das a_0 -Meson, ebenfalls in Abbildung 45 d zu sehen,
5. eine nicht gleichförmige Verteilung der restlichen Ereignisse, die durch ein Loch in der Mitte des Dalitzdiagramms und einen signifikanten Anstieg in Richtung der $(K\pi)$ -Schwellenenergie gekennzeichnet ist. Er wird mit Hilfe einer S-Wellenstreuamplitude parametrisiert. Der Effekt konnte sowohl mit Hilfe einer Streulänge von 0,3 fm als auch mit Hilfe einer Streulänge von 0,4 fm beschrieben werden. Am Schluß wird eine obere Grenze, $|a| < 1,0 \text{ fm} \hat{=} 5 \text{ GeV}^{-1}$, angegeben.

Eine weitere Messung und Analyse dieses Annihilationskanals wurde von einer Gruppe der Columbia Universität an einer Blasenkommer am Brookhaven National Laboratory [59] durchgeführt. Sie detektierten 851 Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ und beobachten im Dalitzdiagramm lediglich die K^* -Bänder und eine Konzentration der Ereignisse an den Rändern des Diagramms. Diese bleibt unverstanden, und die Analyse beschäftigt sich ausschließlich mit der Interpretation der K^* s.

Qualitativ unterscheiden sich die ASTERIX-Resultate im $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Kanal nicht von denen der Blasenkommerexperimente. Doch während man in den pionischen Endzuständen die 10-20-fache Statistik der Blasenkommerexperimente aufgenommen hat, konnte man in den kaonischen Endzuständen nur einen Faktor 1,5-3,0 mehr nachweisen, was bedeuten kann, daß die kaonischen Endzustände unterdrückt sind, wenn das $\bar{p}p$ -Atom aus dem P-Anfangszustand anstelle des S-Anfangszustands annihiliert. In beiden Fällen tritt $K^{*0}(892)$, $K^{*0}(892)$, $a_2^+(1320)$, $a_2^+(980)$, die Erhöhung an der $(K\pi)$ -Schwelle, sowie eine Asymmetrie bezüglich der ersten Diagonalen auf. Diese Asymmetrie zwischen den neutralen und geladenen $(K\pi)$ -Kombinationen ist in den vorliegenden Meßergebnissen deutlich stärker als in den Blasenkommerdaten. Da Kaonen keine definierte C-Parität besitzen, können beide Isospin Amplituden (Isospin $I = 0$ und Isospin $I = 1$) des jeweiligen $\bar{p}p$ -Anfangszustands beitragen und miteinander interferieren, so daß $(K\pi)^\pm$ nicht notwendigerweise symmetrisch zu $(K\pi)^0$ erzeugt werden muß.

Wie beim $\eta \pi^+ \pi^-$ -Endzustand müssen die folgenden relativen Verzweungsverhältnisse, die aus den ASTERIX-Daten abgeleitet wurden, als eine Linearkombination aus den

Verzweungsverhältnissen aus der S-Welle und der P-Welle des $\bar{p}p$ -Atoms verstanden werden. Es ergeben sich die folgenden Werte:

$K^{*\pm}(892) K^{\mp}$	:	$(18,4 \pm 1,8) \%$
$K^{*0}(892) K_S^0$	:	$(15,3 \pm 1,7) \%$
$a_2^{\pm}(1320) \pi^{\mp}$	:	$(17,0 \pm 2,5) \%$
$a_0^{\pm}(980) \pi^{\mp}$	:	$(1,9 \pm 0,4) \%$
$(K^{\pm} \pi^{\mp})_{FSI}$	:	$(47,4 \pm 4,6) \%$

Während in den Blasenkammerdaten mehr K^{*0} als $K^{*\pm}$ beobachtet wurde, scheint es hier umgekehrt zu sein.

Aus den obigen Werten erhält man

$$\frac{a_2 \rightarrow K\bar{K}}{a_0 \rightarrow K\bar{K}} = 8,9 \pm 2,3$$

Verlangt man, daß ein L-Röntgenquant gleichzeitig nachgewiesen wurde ($\approx 93\%$ P-Wellenanteil des $\bar{p}p$ -Anfangszustands), so ergibt sich:

$K^{*\pm}(892) K^{\mp}$	:	$(15,9 \pm 3,2) \%$
$K^{*0}(892) K_S^0$	:	$(16,2 \pm 3,8) \%$
$a_2^{\pm}(1320) \pi^{\mp}$	:	$(16,8 \pm 5,1) \%$
$a_0^{\pm}(980) \pi^{\mp}$	:	$(0,0 \pm 0,8) \%$
$(K^{\pm} \pi^{\mp})_{FSI}$	:	$(51,1 \pm 11,9) \%$

Der a_0 -Anteil verschwindet erwartungsgemäß auf Grund der geringen Anzahl von Ereignissen.

Unter den Annahmen, daß es sich bei der im $\eta \pi$ -Kanal observierten Resonanz bei 1058 MeV um das a_0 handelt und, daß die Änderung des Verzweungsverhältnisses ($\bar{p}p \rightarrow a_2^{\pm}(1320) \pi^{\mp} / \bar{p}p \rightarrow a_0^{\pm}(980) \pi^{\mp}$) von S-Wellen zu P-Wellen Annihilation klein ist gegenüber den angegebenen Fehlern, kann man folgende Rechnung durchführen:

$$\begin{aligned}
 (6.4) \quad \frac{a_0 \rightarrow \eta \pi}{a_0 \rightarrow K\bar{K}} &= \frac{a_0 \rightarrow \eta \pi}{a_2 \rightarrow \eta \pi} \cdot \frac{a_2 \rightarrow K\bar{K}}{a_0 \rightarrow K\bar{K}} \cdot \frac{a_2 \rightarrow \eta \pi}{a_2 \rightarrow K\bar{K}} \\
 &= (0,28 \pm 0,05) \cdot (8,9 \pm 2,3) \cdot (3,0 \pm 0,5) [44] \\
 &= 7,5 \pm 2,7
 \end{aligned}$$

Für diese Größe gibt es keinen vergleichbaren Meßwert. Die einzigen bekannten Werte $4,0 \pm 1,2$ [60] und $1,4 \pm 0,6$ [61] stammen aus dem Zerfall des $f_1(1285)$, der wie oben diskutiert ungeeignet zur Bestimmung dieser Größe ist.

Der Effekt, der zur Erhöhung an der $(K\pi)$ -Schwelle führt, ist in den ASTERIX-Daten deutlich stärker als in den Blasenkammerdaten. Verschiedene Kontrollen wurden für diesen Bereich des Dalitzdiagramms durchgeführt, um sicherzustellen, daß er weder durch die Datenselektion noch durch Untergrundereignisse (4π , $4\pi\pi^0$) zustande kommt. Es wurde geprüft, ob er durch eine Verwechslung von Kaon und Pion zustande kommen kann, die Spektren der totalen Energie, des totalen Impulses und der fehlenden Masse wurden überprüft sowie die Kontrollregionen an einer anderen Stelle gewählt. Alle Spektren ließen nur darauf schließen, daß die Ereignisse echte Ereignisse vom Typ $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ sind.

In Übereinstimmung mit den Theorien der Endzustandswechselwirkungen wurde das theoretisch zu erwartende Potential durch ein Rechteckpotential V_0 genähert, wobei der Radius am theoretisch zu erwartenden Wert $r = 0,89$ fm festgehalten wurde. Man erhält:

$$V_0 = -(0,8 \pm 0,1) \text{ GeV}.$$

Dieses Ergebnis liegt in der gleichen Größenordnung, wie dasjenige für das Potential zwischen zwei Pionen, das aus der Reaktion $\Psi \rightarrow \omega \pi \pi$ in [22] zu $0,6$ GeV bestimmt wurde.

Aus dem Potential berechnet sich mit der Näherung: Energie $\rightarrow 0$ (die Teilchen befinden sich am gleichen Ort: "zero range"), die in der Nähe der Schwelle gegeben ist, und die auch zur Analyse der Blasenkammerdaten verwandt wurde, die Streulänge

$$a = (5,3 \pm 1,2) \text{ GeV}^{-1}.$$

Wie schon oben diskutiert, haben Conforto et al. [52] ebenfalls unter der Annahme, daß Endzustandswechselwirkungen stärker sind als 3-Körper-Zerfälle, versucht, die nicht resonanten Anteile an ihren Daten durch eine S-Wellen-Streulänge zu beschreiben. Sie stellen fest, daß ihre Daten nicht sensitiv auf die Größe dieser Streulänge sind, jedoch mit Streulängen zwischen $0,3$ fm $\hat{=}$ $1,5 \text{ GeV}^{-1}$ und $0,4$ fm $\hat{=}$ $2,0 \text{ GeV}^{-1}$ am besten beschrieben werden können. Eine Übereinstimmung mit den ASTERIX-Daten ist auf Grund der verschiedenen Form der Spektren (vergleiche Abbildungen 37 und 45 b) nicht zu erwarten. Der einzige experimentelle Unterschied ist - soweit bekannt - der unterschiedliche Anteil an S- und P-Anfangszuständen des $\bar{p}p$ -Atoms.

Weitere Bestimmungen von $(K\pi)$ -Streulängen wurden in zwei von der gleichen Gruppe durchgeführten $(K^- p \rightarrow K \pi X)$ -Streuexperimenten vorgenommen. In dem späteren Experiment (1987) wird eine Streulänge von $(4,03 \pm 1,72 \pm 0,06) \text{ GeV}^{-1}$ [62] gefunden, während in dem vor 10 Jahren durchgeführten Experiment eine Streulänge von $(1,26 \pm 0,04) \text{ GeV}^{-1}$ [63] gefunden wurde. Auf diesen gravierenden Unterschied wird jedoch in [62] nicht eingegangen.

Sieht man sich die Spektren aus noch früheren (vor 1967) $K p \rightarrow K \pi X$ und $\pi p \rightarrow K \pi X$ Blasenkammerexperimenten an [64], so stellt man fest, daß der größte Teil der gemessenen Daten nicht veröffentlicht wurde, und daß die Formen der veröffentlichten Spektren nicht miteinander konsistent sind, so daß die Extraktion einer Streulänge nicht durchgeführt werden kann (siehe auch [64] Anhang A1).

Es ergibt sich also ein sehr uneinheitliches Bild der $(K\pi)$ -S-Wellen-Streulänge. Während der neuere Wert von Estabrooks et al. [62] - allerdings mit großem Fehler behaftet - mit dem hier gefundenen übereinstimmt, sind der ältere [63] - scheinbar wesentlich genauere - Wert und der von Conforto et al. [52] um einen Faktor zwei bis drei kleiner.

Nimmt man an, daß der Unterschied insbesondere zu Conforto et al. (ähnliche Experimentierbedingungen) nicht experimentell bedingt ist, so ist das Resultat durchaus überraschend. Es ist schwer vorstellbar, daß die $(K\pi)$ -S-Wellen-Streulänge dadurch beeinflußt werden sollte, ob Proton und Antiproton aus einem 0^{-+} - oder zusätzlich auch aus 1^{+-} - und 1^{++} -Zuständen annihilieren (J^{PC} , J: Gesamtdrehimpuls, P: Parität, C: C-Parität). Allerdings bleibt zu berücksichtigen, daß bei einem 1^{+} -Anfangszustand ein Drehimpuls 1 zwischen dem $(K\pi)_{0^{+}}$ und dem $\bar{K}$ bestehen muß. Mit dieser Zentrifugalbarriere könnte es angemessener sein, die Endzustandswechselwirkung als 3-Körper-Wechselwirkung zu beschreiben.

Eine verbesserte Analyse, die die hier notwendigen Vereinfachungen nicht zu machen braucht, dürfte ein lohnendes Ziel für zukünftige Experimente sein.

Genauere Ergebnisse sind von den zukünftigen LEAR-Experimenten zu erwarten, wobei das Crystal-Barrel Experiment [65] durch seine besseren Möglichkeiten zum Nachweis von Photonen den $\eta \pi^{+} \pi^{-}$ beziehungsweise den $\eta \pi^{0} \pi^{0}$ Endzustand besser vermessen kann, während OBELIX [66] eine höhere Statistik im kaonischen Endzustand durch seinen "time of flight" Trigger auf Kaonen erreichen kann.

7. Literaturverzeichnis

- [1] E. L. Hill, *Rev. Mod. Phys.* **23**, (1957) 253.
- [2] D. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.
- [3] H.D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.
- [4] E.D. Bloom et al., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930.
- [5] M. Breidenbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930.
- [6] D. Cords, Lectures at the International School of Elementary Particle Physics at Kupari-Dubrovnik, DESY Report 78/32 (1978).
- [7] G. Zweig, CERN preprint 8419 - TH412 (1964).
- [8] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **177** (1969) 2426.
- [9] F. Close, Prospects for Gluonic Hadrons at CERN, in: *Proceedings of the International School of Physics With Low Energy Antiprotons, Erice 1987*.
- [10] R.L. Jaffe, *Phys. Rev. D15* (1977) 267.
- [11] N. Isgur, in: *Proceedings of the International School of Physics With Low Energy Antiprotons, Erice 1987*.
- [12] N. Isgur, *Acta Physica Austriaca, Suppl.* **XXVII** (1985) 177.
- [13] T. Barnes, *Lecture Notes in Physics* **234** (1985) 124.
- [14] J. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 659.
- [15] J. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. D27* (1983) 588.
- [16] K. Maltman and N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1827.
- [17] K. Maltman and N. Isgur, *Phys. Rev. D29* (1984) 952.
- [18] T. Barnes, Exotic States Beyond the Conventional Quark Model: Mesonic Nuclei and Interhadron Potentials, Toronto Report UTPT - 87 - 20 (1987).
- [19] T. Barnes und N. Isgur, private Mitteilungen.
- [20] E. Fermi, *Elementary Particles*, Yale University Press (1951) 58-64.
- [21] J. Gillespie, *Final State interactions*, Holden-Day (1964).
- [22] K. Dooley, *Pion Final State interactions*, University of Toronto M.Sc. thesis (1986).
- [23] R.Armenteros and B.French, *High Energy Physics*, Vol. 4 (New York 1969) 383.
- [24] S. van der Meer, *Rev. of Modern Physics*, Vol.57, No.3, PartI (1985).
- [25] O. Schreiber, Erste Beobachtung der Lyman-Serie von antiprotonischem Wasserstoff, Dissertation Mainz 1985.
- [26] M. Ziegler, Erste Beobachtung der atomaren Röntgenkaskade des antiprotonischen Wasserstoffs mittels koinzidenter Röntgenquanten, Dissertation Mainz 1987.

- [27] U. Schaefer, Proton-Antiproton Annihilation in geladene Kanäle: Das begleitende Röntgenspektrum, Dissertation München 1987.
- [28] S. Ahmad et al., Phys. Lett. 157B (1985) 333.
- [29] F. Kayser, Analyse des Dalitzplots für die Annihilation von Protonium in drei Pionen, Dissertation Mainz 1987.
- [30] C. Laa, Proton-Antiproton-Annihilation in zwei Vektormesonen mit Strangeness, Dissertation Wien 1987.
- [31] M. Botlo, Proton-Antiproton Annihilation into Two Charged Pseudoscalar Mesons, Dissertation Wien 1987.
- [32] M. Heel, Untersuchung der Zweigregelverbotenen Φ -Mesonenproduktion in der Proton-Antiproton Annihilation $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-$ in Ruhe, Dissertation Mainz 1986.
- [33] S. Ahmad et al., Phys. Lett. 152(1985) 135.
- [34] J.L. Bertrand et al., invited paper, Int. Conf. on Experimentation at LEP, University of Uppsala, June 16–20, 1980.
- [35] R. Armenteros et al., A study of $\bar{p}$ interactions at rest in a H_2 gas target at LEAR, CERN/PSCC/80–101.
- [36] F. Feld, Entwicklung eines schnellen Triggersystems zur Bestimmung der Anzahl geladener Teilchen im ASTERIX-Experiment, Diplomarbeit Mainz (1983).
- [37] L.D. Landau, Journal of Physic USSR 8 (1944) 201.
- [38] R. Talman, On the statistics of particle identification using ionisation, Nuclear Instruments and Methods 159 (1979) 189.
- [39] W.W.M. Allison and J.H. Cobb, Relativistic charged particle identification by energy loss, Annual Review Nuclear Part. Sci 30 (1980) 253.
- [40] R. Ehrlich et al., Particle identification by ionisation measurements: Description of the CLEO dE/dx system, Nuclear Instruments and Methods 211 (1983) 17.
- [41] W. Smirnow, Lehrgang der höheren Mathematik, Teil I, Berlin (1966) 339.
- [42] H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [43] F. Bloch, Ann. Physik 16 (1933) 285.
- [44] M. Aguilar-Benitez et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. 170B (1986).
- [45] U. Mallik, J/Ψ spectroscopy from MARK III, SLAC-PUB-4238(1987).
- [46] G. Smith, in: Proceedings of the International School of Physics With Low Energy Antiprotons, Erice 1987.
- [47] F. James, Monte Carlo phase space, CERN 68-15.
- [48] ASTERIX note 19, Description of Monte Carlo program OBELIX.
- [49] F. James, Function Minimization, in: Proc. of the 1972 CERN Computing and Data Processing School.
- [50] MINUIT Long Write-up, CERN Program Library D506.

- [51] F. James, Interpretation of Errors as given by Minuit, Supplement to Long Write-up D506.
- [52] B. Conforto et al., Nuclear Physics B3 (1967), 469-503.
- [53] P. Espigat et al., Nuclear Physics B36 (1972), 93-98.
- [54] J.B. Gay et al., Phys. Lett. 63B (1976), 220.
- [55] J. Richman, Ph.D. thesis, Caltech (1984).
- [56] H.J. Schnitzer, The problem of the displaced scalar meson states, Brandeis Univ., Waltham (1982).
- [57] N.N. Achasov, Physics Letters 96B 168 (1980) 168.
- [58] N.A. Törnqvist, Phys. Rev. Lett., Vol.49, Nr.9 (1982) 624.
- [59] N. Barash et al., Phys. Rev. 145 (1966) 1095.
- [60] C. Defoix et al., Nuclear Physics B44 (1972) 125-141.
- [61] M.J. Corden et al., Nuclear Physics B144 (1978) 253-268.
- [62] D. Aston et al., SLAC-PUB 4260, DPNU-87-25 (1987).
- [63] P. Estabrooks et al., Nuclear Physics B133 (1978) 490-524.
- [64] A.H. Rosenfeld et al., Rev. of Mod. Physics, Vol.39 1 (1967) 44-51.
- [65] E. Aker et al. (Crystal Barrel Collaboration), CERN-PSCC-85-56, Genf 1985
- [66] R. Armenteros et al. (OBELIX Collaboration), CERN-PSCC-86-4, Genf 1986

Es versteht sich von selbst, daß diese Arbeit nur innerhalb einer Kollaboration entstehen konnte. So danke ich den Mitgliedern der ASTERIX-Kollaboration, die einige Jahre in die Planung und den Aufbau des Experiments investiert haben, insbesondere danke ich meinen Co-Doktoranden für die gute Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. Č. Zupančič danke ich dafür, daß er die Betreuung dieser Arbeit übernommen hat und mir den Aufenthalt am CERN ermöglichte.

Meinem Mann, Herrn Dr. W. Dahme, und Herrn Prof. Dr. E. Klempt danke ich dafür, daß sie mich bei der Auswahl des Themas beraten haben und für ihr Interesse am Fortgang der Arbeit.

Schließlich möchte ich mich bei Dr. T. Barnes bedanken, der mit mir die Effekte der Endzustandswechselwirkungen zwischen Mesonen und deren Parametrisierung diskutierte.

Lebenslauf

- 29.03.57 geboren in Wiesbaden, Tochter von Hermann Feld (Kaufmann) und Edith Feld geb. Calcinoni (Hausfrau)
- 04.64 – 07.68 Besuch der Volksschule in Taunusstein-Hahn
- 09.68 – 06.77 Besuch der Leibnizschule (Gymnasium) in Wiesbaden
- 14.06.77 Abitur
- 10.77 – 03.83 Studentin der Mathematik und Physik an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz
- 30.03.79 Zwischenprüfung in Physik für das Lehramt am Gymnasium
- 11.10.79 Zwischenprüfung in Mathematik für das Lehramt am Gymnasium
- 18.03.80 Diplomvorprüfung in Physik
- 10.81 – 03.83 Diplomarbeit, teils in Mainz, teils in Genf am CERN, zum Thema: Entwicklung eines schnellen Triggersystems zur Bestimmung der Anzahl geladener Teilchen im ASTERIX-Experiment
- 24.03.83 Diplomhauptprüfung in Physik
- seit 04.83 wissenschaftliche Angestellte der Ludwig-Maximilians-Universität München: Mitarbeit am ASTERIX-Experiment am LEAR

